
Abschätzung von Wärmeverlusten in der Konstruktionsphase von Turbinen

Zur Erlangung des akademischen Grades Doktor-Ingenieur (Dr.-Ing.)
genehmigte Dissertation von Dipl.-Ing. Christoph Starke aus Offenbach
November 2012 — Darmstadt — D 17



TECHNISCHE
UNIVERSITÄT
DARMSTADT

Fachbereich Maschinenbau
Fachgebiet für Gasturbinen, Luft- und
Raumfahrtantriebe

Abschätzung von Wärmeverlusten in der Konstruktionsphase von Turbinen

Genehmigte Dissertation von Dipl.-Ing. Christoph Starke aus Offenbach

1. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Heinz-Peter Schiffer
2. Gutachter: Prof. Dr.-Ing. Johannes Janicka

Tag der Einreichung: 31.1.2012

Tag der Prüfung: 18.4.2012

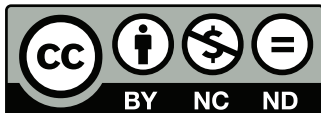
Darmstadt — D 17

Bitte zitieren Sie dieses Dokument als:

URN: [urn:nbn:de:tuda-tuprints-31623](https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:tuda-tuprints-31623)

URL: <http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de/3162>

Dieses Dokument wird bereitgestellt von tuprints,
E-Publishing-Service der TU Darmstadt
<http://tuprints.ulb.tu-darmstadt.de>
tuprints@ulb.tu-darmstadt.de



Die Veröffentlichung steht unter folgender Creative Commons Lizenz:
Namensnennung – Keine kommerzielle Nutzung – Keine Bearbeitung 3.0 Deutsch-
land

<http://creativecommons.org/licenses/by-nc-nd/3.0/de/>

Erklärung zur Dissertation

Hiermit versichere ich, die vorliegende Dissertation ohne Hilfe Dritter nur mit den angegebenen Quellen und Hilfsmitteln angefertigt zu haben. Alle Stellen, die aus Quellen entnommen wurden, sind als solche kenntlich gemacht. Diese Arbeit hat in gleicher oder ähnlicher Form noch keiner Prüfungsbehörde vorgelegen.

Berlin, den 22. November 2012

Christoph Starke

Vorwort

Die Arbeit ist das Ergebnis meiner vierjährigen Tätigkeit am Fachgebiet für Gasturbinen, Luft- und Raumfahrtantriebe der Technischen Universität Darmstadt. Sie war Teil des Luftfahrtforschungsprogramms IV und wurde mir durch den Fördermittelgeber und die Firma Rolls-Royce Deutschland ermöglicht, wofür ich an dieser Stelle danken möchte.

Den Ausgangspunkt der Arbeit bildete meine vor der Promotionszeit liegende zweijährige Tätigkeit als Entwicklungsingenieur im Bereich der Turbinenaerodynamik und -kühlung bei Rolls-Royce Deutschland. Hier konnte ich Erfahrung sammeln, die mir später immer wieder von Nutzen war. Namentlich möchte ich meinen damaligen Vorgesetzten Dr.-Ing. Erik Janke und meinen damaligen Kollegen Jens Täge erwähnen, die mir mit ihrem Wissen und ihrer Erfahrung auch über die Zeit bei Rolls-Royce hinaus stets zur Seite standen. Danken möchte ich der gesamten Abteilung, vor allem für die Offenheit, mit der sie mich empfangen.

Ich danke Prof. Dr.-Ing. Heinz-Peter Schiffer für sein Vertrauen und die Betreuung meiner Arbeit. Er räumte mir stets die notwendige Freiheit ein, konnte aber andererseits in den entscheidenden Momenten mit Ratschlägen helfen, wann immer dies nötig war. Prof. Dr.-Ing. Johannes Janicka danke ich für die Übernahme des Koreferats. Die konstruktive und sehr freundschaftliche Atmosphäre am Fachgebiet gab mir stets Antrieb, auch in schwierigen Phasen meiner Arbeit. Hier möchte ich besonders meinen Kollegen der ersten Stunde Stavros Pyliouras, Martin Kegalj und Steffen Reising, aber auch meinen jüngeren Kollegen Gregor Schmid und Sebastian Leichtfuß danken.

Insgesamt wähnte ich mich diese sechs Jahre stets in angenehmer, freundschaftlicher Atmosphäre. Die vielen konstruktiven Ratschläge, aber vor allem die erfahrene Offenheit lassen mich mit viel Freude auf diese Zeit zurückblicken. Ich hoffe, dass ich auch für meine Gesprächspartner zu selbigem beitragen konnte.

Der größte Dank gilt allerdings meiner Familie, meiner Frau Anne, meiner Tochter Clara und meinen Eltern, die mich über all die Jahre, wo immer es ging, unterstützten.

Berlin, den 22. November 2012, Christoph Starke

Inhaltsverzeichnis

Nomenklatur	ix
1 Einleitung	1
1.1 Motivation	1
1.2 Zweck und Aufbau der Hochdruckturbine	2
1.3 Bedeutung der Thermalanalyse	5
1.4 Status quo der Thermalanalyse	6
1.4.1 Frühe geschichtliche Entwicklung	7
1.4.2 Ungekoppelte Strömungsberechnungen in der Schaufelpassage	8
1.4.3 Ungekoppelte Berechnungen in Sekundärluft und Bauteilen	8
1.4.4 Gekoppelte Thermalanalysen	9
1.5 Problemstellung und Innovation	11
2 Theoretische Grundlagen	15
2.1 Grundlagen der Wärmeübertragung	15
2.1.1 Diffusive Wärmeübertragung	15
2.1.2 Konvektive Wärmeübertragung	16
2.1.3 Strahlungswärme	19
2.2 Numerische Strömungsberechnung	20
2.2.1 Mathematische und physikalische Grundlagen der Strömungs- berechnungen	21
2.2.2 Grundlagen der numerischen Lösungsverfahren	23
2.2.3 Das Lösungsverfahren von Fine Turbo	24
2.2.4 Turbulenzmodellierung	27
2.2.5 Transitionsmodellierung	30
2.2.6 CFD für aerothermale Problemstellungen	31
2.3 Thermodynamische Prozessbetrachtung	32
3 Modelldefinition	35
3.1 Aufbau des Berechnungsmodells	35
3.1.1 Bauteile	35
3.1.2 Abgeschlossene Kavitäten	37

3.1.3	Durchströmte Kavitäten	38
3.1.4	Wände mit Filmkühlung	40
3.1.5	Rotierende Wände	41
3.1.6	Kavitäten mit mehreren Austritten	41
3.1.7	Leistungsberechnung für Rotoren	42
3.1.8	Aufstellung und Lösung des Gleichungssystems	45
3.2	Anwendungsstrategie	47
3.3	Kalibrierung	48
3.3.1	Kalibrierung eindimensionaler Wärmewiderstände	48
3.3.2	Kalibrierung mehrdimensionaler Wärmewiderstände	48
3.3.3	Weitere Kalibrierung der Fluidelemente	49
3.4	Skalierung	49
3.4.1	Skalierung der Festkörperwiderstände	50
3.4.2	Skalierung der Grenzschichtwiderstände	50
3.5	Detaillierung	53
4	Ähnlichkeitsbeziehungen für Nußeltzahlen	55
4.1	Vorgehensweise	55
4.2	Längs angeströmte ebene Platte	55
4.3	Ringkanal	58
4.4	Schaufelgitter	63
4.5	Endwände in Schaufelpassagen	68
4.5.1	Endwandtransition	69
4.5.2	Skalierbarkeit von Nußeltzahlen an Endwänden	70
4.6	Geometrieabhängigkeit	74
4.6.1	Einfluss der Schaufelkonfiguration	76
4.6.2	Einfluss der Schaufelgeometrie	79
4.7	Gekühlte Schaufeln	80
4.8	Rotoren	83
4.9	Kavitäten und Kühlungskanäle	90
4.9.1	Kavitäten mit stehenden Wänden	91
4.9.2	Rotor-Stator Kavitäten	94
4.9.3	Oberflächen zur Steigerung der Kühleffektivität	112
5	Validierung der Leistungsberechnung für Rotoren	115
5.1	Vorgehensweise	115
5.2	Einfluss der Heißgastemperatur	115
5.3	Einfluss der Sekundärlufttemperatur	116

5.4	Einfluss der Wandwärmeverluste	118
6	Verifizierung für gekoppelte Systeme	123
6.1	Motivation und Strategie der Verifizierung	123
6.2	Validierung der verwendeten CHT-Methode	124
6.3	Erstellung der CHT-Modelle	125
6.4	Ergebnisse	128
7	Anwendung des Wärmeverlustmodells	133
7.1	Ausgangssituation	133
7.2	Modellierung ohne Hauptstrom	134
7.3	Modellierung mit Nebenströmen	140
8	Fazit	143
8.1	Zusammenfassung	143
8.2	Ausblick	145
8.2.1	Integration des Wärmeverlustmodells im industriellen Kontext	145
8.2.2	Ansatzpunkte für Folgeprojekte	147
	Abbildungsverzeichnis	149
	Tabellenverzeichnis	153
	Literaturverzeichnis	155

Nomenklatur

Abkürzungen

CFD	Computational fluid dynamics
CHT	Conjugate heat transfer
DES	Detached Eddy Simulation
FVM	Finite-Volumen-Methode
LES	Large Eddy Simulation
RANS	Reynolds-averaged Navier-Stokes

Dimensionslose Kennzahlen

Ma	Machzahl
CFL	Courant-Friedrichs-Lewy-Zahl
Pe	Pecletzahl
Nu	Nußeltzahl
Pr	Prandtlzahl
Re	Reynoldszahl
Re_ω	Rotationsreynoldszahl, siehe Seite 84
Re_D	Durchflussreynoldszahl, siehe Seite 84

Griechische Zeichen

α	Wärmeübertragungskoeffizient [$\text{W}/\text{m}^2\text{K}$]
Δ	Differenzwert
δ_{ij}	Kronecker-Delta
η_c	Filmkühleffektivität, siehe Seite 40
κ	Adiabatenexponent
λ	Wärmeleitwert [W/mK]
μ	Dynamische Viskosität [kg/ms]
ν	Kinematische Viskosität [m^2/s]
ω	Winkelgeschwindigkeit [rad/s]
Φ_D	Detaillierungsfaktor
Φ_S	Skalierungsfaktor
Π	Druckverhältnis (Austritt über Eintritt)

ψ	Interpolationsfaktor der Kerntemperatur von Fluidelementen, siehe Seite 40
ρ	Dichte [kg/m ³]
τ_w	Wandschubspannung [Pa]
$\overline{\tau}$	Schubspannungstensor [Pa]
θ	Wärmeverlust-Einflussfaktor, siehe Seite 43
ξ	Sekundärluft-Leistungsfaktor, siehe Seite 42

Lateinische Zeichen

\dot{H}	Enthalpiefluss [W]
\dot{m}	Massenstrom [kg/s]
\dot{Q}	Wärmestrom, bzw. Wärmeleistung [W]
\dot{q}	Wärmestromdichte oder spezifischer Wärmestrom [W/m ²]
\dot{S}	Entropiefluss [W/K]
A	Fläche [m ²]
C	Konstante für Nußeltkorrelationen, siehe Seite 18
c	Spezifische Wärmekapazität (Festkörper) [J/kgK]
C_f	Wandreibungsbeiwert ($\tau_w/\rho v$)
c_p	Spezifische Wärmekapazität bei konstantem Druck [J/kgK]
C_w	Rotor-Stator Spalt, Massenstromkoeffizient $C_w = \dot{m}/(\mu r_a)$, siehe Seite 94
D_h	Hydraulischer Durchmesser [m]
G	Reduzierte Spaltbreite einer Rotor-Stator Kavität $G = s/r_a$, siehe Seite 96
L	Referenzlänge [m]
m	Masse [kg]
m	Prandtl exponent für Nußeltkorrelationen, siehe Seite 18
n	Reynoldsexponent für Nußeltkorrelationen, siehe Seite 18
P	Leistung [W]
p	Druck [Pa]
R	Wärmewiderstand [Km/W]
T	Temperatur [K]
t	Zeit [s]
T_0	Totaltemperatur [K]
T_r	Treibende Temperatur oder <i>recovery temperature</i> [K], siehe Seite 17
T_w	Wandtemperatur [K]
v	Geschwindigkeit im Absolutsystem [m ² /s]
v_a	Axialgeschwindigkeit [m/s]
v_r	Radialgeschwindigkeit [m/s]

w	Geschwindigkeit im Relativsystem [m^2/s]
y^+	Dimensionsloser Wandabstand
M	Ausblaserate, siehe Seite 82

Allgemein verwendete Indizes

0	Totalgröße
∞	Freistromgrößen
$*$	Größen des Referenzfalls, siehe Seite 47
c	Kühlungsgröße
w	Wandgröße

1 Einleitung

1.1 Motivation

Die Strahltriebwerke eines Flugzeugs sind ein sehr aufwendiges Produkt. Die technischen Grundanforderungen sind auch im Vergleich zu anderen Produkten der heutigen Zeit sehr hoch. Neben den üblichen Anforderungen der Wirtschaftlichkeit und Umweltverträglichkeit kommen bei Flugzeugtriebwerken noch Anforderungen hinzu, die sich aus dem Fliegen an sich ergeben. Weil das Flugzeug fliegen soll, ist eine gewisse Leistungsdichte erforderlich. Die Triebwerke müssen also bezogen auf ihre Leistung sehr leicht sein. Anders als etwa bei Bodenfahrzeugen, bei denen eine geringe Leistungsdichte sicherlich zu eingeschränkter Benutzbarkeit führt, verhindert bei Flugzeugen eine Unterschreitung dieser Leistungsdichte die Flugfähigkeit prinzipiell. Auch der stets gewünschte geringe Kraftstoffverbrauch hat durch das Fliegen insofern eine besondere Bedeutung, da nach dem energetisch aufwendigen Start eine gewisse Restmenge an Treibstoff zur Verfügung stehen muss, damit die geforderten Reichweiten erzielt werden können. Zusätzlich ist der Ausfall eines Triebwerks wegen der resultierenden Absturzgefahr des Flugzeuges besonders kritisch. Die Sicherheitsanforderungen sind im Vergleich zu anderen Produkten daher besonders hoch.

Erstmals eingesetzt wurden Strahltriebwerke erst während des zweiten Weltkriegs. Es handelt sich also um eine vergleichsweise junge Antriebstechnik. Die späte Entwicklung flugfähiger Strahltriebwerke kann als direkte Folge der oben genannten Anforderungen gesehen werden.

Neben den technischen Grundanforderungen sind es vor allem die hohen Beschaffungs- und Betriebskosten, die heute noch kostspielige Forschung auf diesem Gebiet ermöglichen. In der zivilen Luftfahrt ist das Triebwerk für etwa ein Viertel der Betriebskosten eines Flugzeugs verantwortlich (siehe Abbildung 1.1). Die Betriebskosten des Triebwerks setzen sich wiederum aus den drei etwa gleich großen Teilen Finanzierung, Unterhalt und Treibstoff zusammen. Trotz dem immer mehr im Mittelpunkt der öffentlichen Meinung stehenden Aspekt der Umweltfreundlichkeit ist für die Fluggesellschaften als Kunden in erster Linie die Wirtschaftlichkeit eines Triebwerks von Bedeutung. Weitere Anforderungen wie etwa der Schadstoffausstoß und

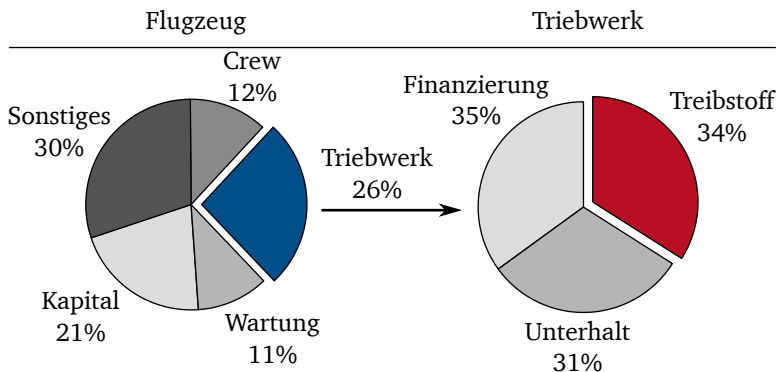


Abbildung 1.1: Aufteilung der Betriebskosten eines Flugzeugs nach Rupp (2001)

die Lärmentwicklung eines Triebwerks fließen durch politische Rahmenbedingungen indirekt in die Wirtschaftlichkeit ein.

Aufgrund des großen Anteils an den Betriebskosten ist der Kraftstoffverbrauch eine der wichtigsten Eigenschaften von Triebwerken. Dabei ist es allgemein üblich, den Verbrauch auf den geleisteten Schub zu beziehen. Man spricht dann vom so genannten spezifischen Verbrauch. Für das Gesamtsystem Flugzeug ist zusätzlich noch der spezifische Schub wichtig, also der Schub des Triebwerks bezogen auf den durch das Triebwerk strömenden Gesamtmassenstrom. Die bestehende Betriebskostenstruktur sorgt für einen dauerhaft hohen Forschungs- und Entwicklungsaufwand zur Erlangung wirtschaftlicherer Strahltriebwerke. Aller Voraussicht nach wird der Stellenwert des Treibstoffverbrauchs durch die zunehmende Ressourcenknappheit mittelfristig sogar weiter steigen.

1.2 Zweck und Aufbau der Hochdruckturbinen

Zum Verständnis der Hochdruckturbinen ist es nötig, die grundlegende Funktionsweise von Strahltriebwerken zu kennen. Für eine detailliertere Beschreibung sei an dieser Stelle auf die umfangreiche Fachliteratur (z. B. Bräunling, 2009) verwiesen.

In der einfachsten Bauart wird bei einem Strahltriebwerk Luft angesaugt und im Verdichter verdichtet. Danach wird in der Brennkammer die Temperatur des Luftstroms durch Verbrennung von Treibstoff erhöht. In der auf die Brennkammer folgenden Turbinen wird der Strömung die zum Antrieb des Verdichters notwendige Energie entzogen. Die verbleibende Energie steht als Schubleistung zur Verfügung.

Alternativ können mit der verbleibenden Energie andere Komponenten angetrieben werden. Typische Beispiele hierfür sind die Rotoren eines Hubschraubers oder ein Generator zur Stromerzeugung bei stationären Gasturbinen. Bei geringeren Anforderungen an die Fluggeschwindigkeit ist es hinsichtlich Wirkungsgrad und Lärmentwicklung zweckmäßig, den Schub durch hohe Massenströme anstelle von hohen Austrittsgeschwindigkeiten zu realisieren. Dies ist die Grundidee der Zweiwellentriebwerke. Hier folgt der ersten Turbine, die hier Hochdruckturbine genannt wird, eine Niederdruckturbine, die der Strömung weitere Energie entzieht. Die Energie wird verwendet, um durch einen Fan weitere Luft zu beschleunigen. Man unterscheidet hier zwischen dem den Hochdruckbereich und die Brennkammer passierenden Haupt- oder Heißgasstrom und dem durch den Fan beschleunigten Neben- oder Kaltgasstrom.

Als thermodynamischer Vergleichsprozess für Gasturbinen dient der Joule-Prozess, dessen thermischer Wirkungsgrad mit dem Druckverhältnis steigt. Höhere Druckverhältnisse verursachen bei gegebener Brennstoffzufuhr steigende Turbineneintrittstemperaturen. Die Turbineneintrittstemperatur ist die höchste im Triebwerk auftretende Temperatur. Sie ist durch die technischen Möglichkeiten begrenzt, so dass Druckverhältnis und Brennstoffzufuhr an ihr ausgerichtet werden müssen.

Die Hochdruckturbine ist also stark thermisch belastet. Moderne Hochdruckturbinen werden daher mit Luft gekühlt. Zusätzlich wird in der Turbine so genannte Sperrluft benötigt, die ein Eindringen des Heißgases in die Spalte zwischen rotierenden und festen Bauteilen verhindern soll. Für die Luftzufuhr sorgt das Luftsystem, das räumlich gesehen zwischen Heiß- und Kaltgasstrom liegt. Wegen des Druckniveaus in der Turbine kann die benötigte Luft erst hinter dem Hochdruckverdichter aus dem Hauptstrom abgezweigt werden, was zu folgenden Problemen führt: Erstens hat die zur Kühlung verwendete Luft am Verdichteraustritt bereits eine stark erhöhte Temperatur, was die Effektivität der Kühlung begrenzt. Dieser Umstand verschlimmert sich mit steigenden Druckverhältnissen. Zweitens steht die Luft nur eingeschränkt als Arbeitsmedium zur Verfügung. Chew & Hills (2007) beziffern die dem Hochdruckverdichter abgezweigte Sekundärluft auf mittlerweile bis zu 25% des Verdichtermassenstroms, Mirzamoghadam & Xiao (2000) schätzen den reinen Sperrluftbedarf auf etwa 1% pro Spalt. Das Luftsystem trägt dadurch erheblich zu den Gesamtverlusten des Triebwerks bei. Abbildung 1.2 zeigt die Hochdruckturbine samt Luftsystem eines modernen Triebwerks. Zu sehen sind der Heißgasstrom und die darum liegenden Kaltgasströme des Luftsystems. Das Kaltgas strömt durch Kavitäten, um letztendlich als Sperr- oder Kühlluft in den Heißgasstrom zurückgeführt zu werden.

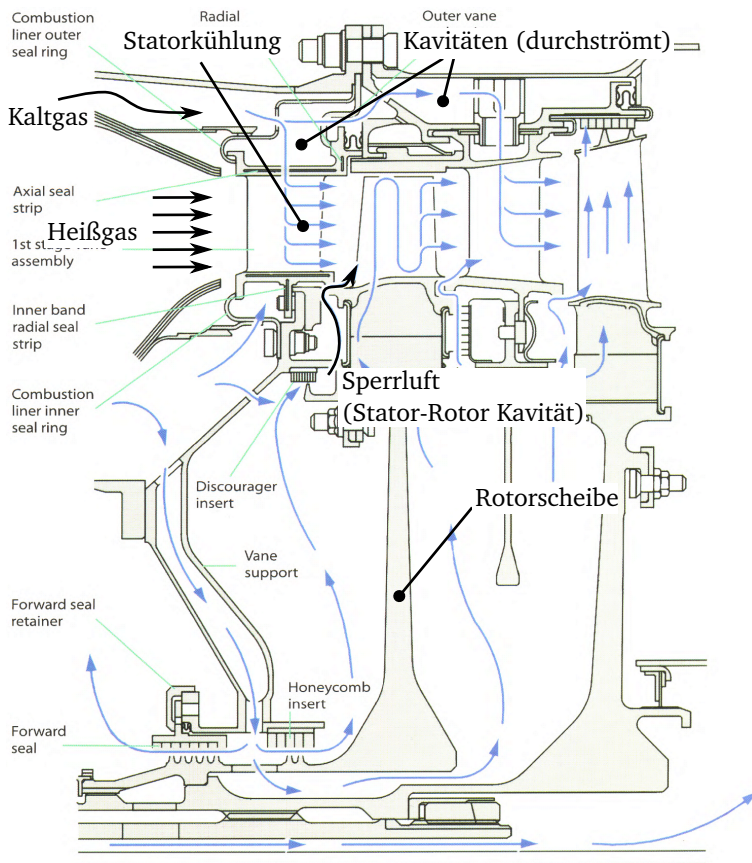


Abbildung 1.2: Schnitt der Hochdruckturbinen mit Luftsystem eines modernen Triebwerks aus *The Jet Engine* (2005)

1.3 Bedeutung der Thermalanalyse

Neben der Verbesserung einzelner Komponentenwirkungsgrade kristallisieren sich im Bereich der Triebwerksentwicklung vor allem zwei wichtige Tendenzen heraus: Die Erhöhung des Nebenstromverhältnisses, definiert als das Verhältnis zwischen Kalt- und Heißgasmassenstrom, ist ein probates Mittel zur Senkung des spezifischen Verbrauchs. Da der Außendurchmesser des Fans aufgrund des Bauraums und der Festigkeit nicht beliebig erhöht werden kann, resultiert die Erhöhung des Nebenstromverhältnisses oft auch in einer Verkleinerung des Kerntriebwerks. Als zweite wichtige Tendenz zeigt sich die seit Jahrzehnten stetige Erhöhung der Turbineneintrittstemperatur. Zunächst diente auch diese Maßnahme zur Senkung des spezifischen Verbrauchs. Es zeigt sich jedoch, dass der Wirkungsgraderhöhung Grenzen gesetzt sind. Allerdings bleibt die Erhöhung der Turbineneintrittstemperatur ein Mittel zur Steigerung des spezifischen Schubs.

Die Steigerung der Turbineneintrittstemperatur ist durch die hinsichtlich Festigkeit und Lebensdauer erreichbaren Schaufeltemperaturen limitiert. Ihre Erhöhung wirkt sich direkt auf die Oberflächentemperatur ihrer Bauteile aus. Heselhaus (1998) zitiert hierzu eine Aussage von Harrison (1993), wonach bei [damals] aktuellen Turbinenschaufeln eine Temperaturerhöhung von 15 K schon die Lebensdauer halbieren kann. Festigkeit und Lebensdauer sind beide von elementarer Bedeutung. Tallman et al. (2009) sieht den bei der Wahl der Turbineneintrittstemperatur zu treffenden Kompromiss zwischen Lebensdauer und Wirkungsgrad als wichtigsten Designparameter einer Gasturbine. Schon seit längerer Zeit liegt die Turbineneintrittstemperatur über der aus Festigkeitsgründen zulässigen Materialtemperatur der Bauteile. Spätestens mit dem Überschreiten dieser Grenze wurden Methoden zur Thermalanalyse der Turbine notwendig. Die geschichtliche Ausgangssituation beschreibt Dunn (2001) durch folgende Aussage:

Early designers did not need a computer code to tell them that components had heat transfer problems. Partially melted, totally destroyed, or missing pieces provided all the evidence they needed.

Historisch bedingt liegt daher die Hauptaussage der Thermalanalyse in der Bestimmung von Materialtemperaturen. Dies schlägt sich in der dahingehend weit entwickelten Spezialisierung der Methoden nieder.

Doch durch steigende Oberflächentemperaturen erhöhen sich gleichzeitig auch die Wärmeverluste. Die Verkleinerung des Kerntriebwerks führt dazu, dass das Verhältnis zwischen Oberfläche und Volumen steigt, was sich ebenfalls negativ auf die Wärmeverluste auswirkt. Bis dato wurde dieser Effekt weitaus weniger beachtet.

In einer modernen Hochdruckturbine werden aber mittlerweile in der ersten Turbinenstufe ungefähr 0,5 bis 1% der isentropen Stufenleistung als Wärmeverluste abgegeben. Durch die genannten Tendenzen in der Triebwerksentwicklung wird dieser Wert in Zukunft weiter ansteigen. Gleichzeitig ist der Komponentenwirkungsgrad der Hochdruckturbine bereits sehr ausgereift. Dadurch rücken auch Verlustmechanismen dieser Größenordnung in den Fokus der Forschung und Entwicklung.

Die Bestandsaufnahme von Bunker (2007) zielt in eine ähnliche Richtung. Laut Bunker hätte sich die Forschung in der Vergangenheit – völlig zurecht – zunächst auf die Entwicklung und Verbesserung von Berechnungsmethoden der Thermalanalyse konzentriert. In der aktuellen Übergangsphase würden diese Werkzeuge nun zur Erforschung einzelner Phänomene und zur Verbesserung lokaler Mechanismen eingesetzt, wie zum Beispiel die Optimierung von Lochanordnungen zur Filmkühlung. Es fehlt aber an einer globalen Strategie für zukünftige Turbinenkonzepte. Hier nennt auch Bunker die Minimierung der Temperaturunterschiede in den Bauteilen zur weitgehenden Vermeidung von Wärmeverlusten. Offensichtlich hat sich die heutige Kühlungstechnologie weit von diesem Ziel entfernt.

In Zukunft sollten Thermalmethoden also in der Lage sein, neben Aussagen über Materialtemperaturen auch den Einfluss von Wärmeverlusten auf die Triebwerksleistung verlässlich abzuschätzen.

1.4 Status quo der Thermalanalyse

Die Bestimmung der Materialtemperaturen und Wärmeströme ist ein gekoppeltes Problem. Die Kopplung findet zwischen dem Heißgasstrom, den umliegenden Bauteilen, dem Sekundärluftsystem und dem Kaltgasstrom statt. In der Fachliteratur wird häufig zwischen externem und internem Wärmeübergang unterschieden (vgl. Dunn, 2001). Externer Wärmeübergang bezeichnet in diesem Fall den Wärmeübergang vom Heißgasstrom in die Schaufeln und Endwände. Der Wärmeübergang von den Turbinenbauteilen in die Sekundärluft bzw. den Kaltgasstrom wird als intern bezeichnet. Wegen des heute üblichen Einsatzes gekühlter Turbinenschaufeln wird bei externem Wärmeübergang zusätzlich zwischen Fällen mit und ohne Filmkühlung unterschieden. Abbildung 1.3 zeigt die Wärmeübergänge beispielhaft am Rotor einer Hochdruckturbine.

1.4.2 Ungekoppelte Strömungsberechnungen in der Schaufelpassage

Die Fortschritte auf dem Gebiet dreidimensionaler Strömungsberechnung führten Ende der Achtziger dann zu einer Erweiterung der Grenzschichtcodes. Reibungsfreie Strömungsberechnungen lieferten hierfür dreidimensionale Strömungsgrößen außerhalb der Grenzschicht. Die erweiterten Codes konnten darauf aufbauend Wärmeübergangskoeffizienten vorhersagen. Dadurch waren sie auch für die Endwände und äußeren Bereiche der Schaufel einsetzbar. Durch die steigenden Rechnerkapazitäten wurden die reibungsfreien Strömungsberechnungen immer mehr durch Navier-Stokes-Löser ersetzt. Da Navier-Stokes-Lösungen die Grenzschicht bereits enthalten, sind sie in der Lage, den Wärmeübergang durch Lösung der Energiegleichung direkt zu bestimmen. Die nachträgliche Anwendung eines Grenzschichtcodes entfällt.

Prinzipiell sind Navier-Stokes-Löser bei entsprechender Auflösung der Grenzschichten für aerothermale Problemstellungen geeignet. Die Schwierigkeit besteht hier darin, dass eine korrekte Abbildung der Grenzschichten für den Wärmeübergang entscheidend ist. Die Berechnung von Wärmeübergangskoeffizienten bzw. Nußeltzahlen ist daher besonders sensibel hinsichtlich der Turbulenzmodellierung, Transition, Sekundärströmungen und in Bezug auf geometrische Details. Der Einsatz von Navier-Stokes-Lösern für aerothermale Probleme ist daher weniger verbreitet als bei rein aerodynamischen Problemen.

Heute hat sich der Einsatz ungekoppelter Strömungsberechnungen für aerothermale Problemstellungen weitgehend etabliert, vor allem für die Untersuchung komplexer Geometriedetails, für die keine geeigneten Korrelationen zur Verfügung stehen. Typische Beispiele hierfür sind die Untersuchungen im Schaufelspitzenbereich von Bunker et al. (2000) und Ameri & Bunker (2000), die Untersuchung von Stufen, so genannten *recessed blade tips* durch Mischo et al. (2006), die Berechnungen der Wärmeübergangskoeffizienten für konturierte Endwände von Saha & Acharya (2006) oder die Analyse des Einflusses von Temperaturinhomogenitäten der von der Brennkammer kommenden Strömung von Povey et al. (2007).

1.4.3 Ungekoppelte Berechnungen in Sekundärluft und Bauteilen

Der Wärmeübergang in den an die Passage angrenzenden Kavitäten wird bis heute hauptsächlich durch Verwendung von Nußeltkorrelationen bestimmt. Im einfachsten Fall werden die Wärmeübergangskoeffizienten anhand globaler, in der Kavität auftretender Strömungsgrößen abgeschätzt. Häufig werden für die Strömung in Wandnähe auch Annahmen getroffen und anschließend daraus der Wärmeübergang

bestimmt. In letzterem Fall spricht man von Modellen reduzierter Ordnung (vgl. Contreras et al., 2011). Beide Vorgehen benötigen wegen der starken Vereinfachung eine Anpassung mittels experimenteller Daten. Langsam hält auch die Verwendung numerischer Strömungsberechnung Einzug in den Bereich der Sekundärluft (vgl. Chew, 1984). Frühe Beispiele hierfür sind die im späteren Verlauf der Arbeit erwähnten Untersuchungen von Haynes & Owen (1975), Virr et al. (1994) und Wilson et al. (1997).

Die Berechnung der Wärmeströme in den Bauteilen ist mathematisch einfacher und daher heute sehr ausgereift. Nach heutigem Stand der Technik werden die Geometrien dreidimensional modelliert. Meistens kommen hierbei Finite-Elemente-Löser (FEM) zum Einsatz. Das Verbesserungspotential liegt hier bei der Modellierung geometrischer Details, Kontaktflächen verschiedener Bauteile und vor allem einer besseren Abbildung der Geometrie unter Einsatzbedingungen (z. B. Verformungen infolge von Thermalspannungen oder Fliehkräften).

1.4.4 Gekoppelte Thermalanalysen

Heute ermöglichen die verfügbaren Methoden der Thermalauslegung eine gekoppelte Berechnung der Wärmeströme in der Hochdruckturbine. Unter gekoppelten Aerothermalrechnungen versteht man die simultane Lösung eines oder mehrerer Strömungsgebiete und der umliegenden Festkörper der Bauteile. In den Bauteilen wird normalerweise zur Bestimmung des Temperaturfelds die Energiegleichung gelöst. In Zukunft werden sicherlich weitere Eigenschaften, wie die mechanische Belastung oder die Materialausdehnung in der gekoppelten Betrachtung folgen (vgl. Roychoudhary & Jlidi, 2005; Muller, 2008).

Die Kopplung von Strömungs- und Thermallösern ermöglicht nicht nur die Berechnung der Wärmeströme sondern resultiert, sofern die Rotoren Teil des Berechnungsgebiets sind, direkt auch in einer Aussage über den Einfluss auf die Turbinenleistung. Der Einfluss der Wärmeströme auf Stufen, die nicht Teil des Berechnungsgebiets sind, kann durch thermodynamische Beziehungen abgeschätzt werden.

In der englischsprachigen Literatur werden gekoppelte Berechnungen häufig als *conjugate heat transfer*-, kurz CHT-Berechnungen bezeichnet. Häufig wird hierbei auch zwischen lose gekoppelten und konjugierten Wärmeübertragungsrechnungen unterschieden. Als lose gekoppelt beschreibt man Rechnungen, bei denen die Kopplung meist über zwei verschiedene Löser hinweg in bestimmten Iterationsintervallen realisiert wird. Bei konjugierten Rechnungen werden die Gleichungen der Strömung und Festkörper hingegen zusammen gelöst. Diese Unterscheidung ist allerdings unscharf und häufig nicht haltbar, da speziell infolge der Parallelisierung selbst reine

Strömungsprobleme nicht mehr simultan in einer Matrix gelöst werden. Die Unterscheidung wirkt sich allerdings nur auf die technische Realisierung der Kopplung aus. Die resultierenden Wärmeströme stimmen überein.

Eine der ersten Arbeiten zu diesem Thema ist die Beschreibung einer gekoppelten Methode von Li & Kassab (1994). Ein folgender, wichtiger Meilenstein ist die Stabilitätsanalyse von Giles (1997), der mathematisch zeigte, unter welchen Voraussetzungen sich gekoppelte Löser stabil verhalten. Darauf folgend erschienen zahlreiche Arbeiten, die Implementierungen für CHT-Berechnungen in verschiedene Löser beschreiben: Heselhaus (1998), Montenay et al. (2000), Rigby & Lepicovsky (2001), Verdicchio (2001), Negulescu & Berbente (2002), York & Leylek (2003), Facchini et al. (2009) und Chaquet et al. (2011).

Neben der Implementierung von Standard CHT-Methoden sind vor allem die folgenden drei Arbeiten wegen ihrer Bedeutung gesondert zu erwähnen:

Sun et al. (2008) postulierten, dass die aerothermale Kopplung in Turbomaschinen vor allem zwischen der Energiegleichung der Strömung und der Festkörper stattfindet, während das Dichte- und Geschwindigkeitsfeld der Strömung nahezu unverändert bleibt. Sie implementierten eine lose Kopplung zwischen den Rolls-Royce Lösern Hydra (CFD) und SC03 (Thermal), bei der mittels CFD erst ungekoppelt stationäre Betriebspunkte eines Triebwerkszyklus berechnet werden. Anschließend wird die Energiegleichung der Strömung zusammen mit der der Bauteile transient über den Triebwerkszyklus berechnet. Das Druck- und Geschwindigkeitsfeld wird aus den Ergebnissen der stationären Betriebspunkte unverändert übernommen und bei den transienten Übergängen dazwischen interpoliert. Diese Strategie umgeht das Problem der grundsätzlich unterschiedlichen Zeitskalen des Triebwerkszyklus von mehreren Stunden und der Strömung in einer Schaufelpassage von einigen Millisekunden.

He & Oldfield (2009) widmeten sich der Problematik, dass auch bei normalen instationären Strömungsproblemen im Zeitbereich der Rotor-Stator-Interaktion in Festkörper und Strömung stark unterschiedliche Zeitskalen auftreten, was eine instationäre, gekoppelte Berechnung nahezu unmöglich macht. Als Ausweg wurden die Berechnungen nicht im Zeit- sondern im Frequenzbereich durchgeführt. Die Ergebnisse bestätigen die Vermutung, dass der Hauptunterschied zwischen instationärem und stationärem Wärmeübergang bei Hochdruckturbinen sich in erster Linie auf die Wärmeübergangskoeffizienten und treibenden Temperaturen der Heißgasseite auswirkt. Dies führt zu Unterschieden im mittleren Temperaturfeld der Bauteile, während die zeitlichen Temperaturschwankungen vernachlässigbar bleiben.

Die Arbeit von Amaral et al. (2010) und Verstraete et al. (2010) ist insofern interessant, da eine sehr weit gefasste Optimierung durchgeführt wurde. Für eine

gekühlte Turbinenschaufel wurden sowohl Aerodynamik als auch mechanische und thermische Belastung gekoppelt optimiert. Multidisziplinäre Optimierungen dieser Art werden in Zukunft sicher eine wichtige Rolle spielen.

Auch auf der Anwendungsseite sind inzwischen zahlreiche Veröffentlichungen erschienen, von denen nur eine Auswahl hier erwähnt werden soll: Takahashi et al. (2000) untersuchten eine Turbinenschaufel mit Innenkühlung und stellten dabei einen erheblichen Einfluss des durch die Wärmeleitung erhitzten Kühlmassenstroms auf die Oberflächentemperatur der Schaufel fest. Ein Jahr später folgten mit Takahashi et al. (2001) auch transiente Berechnungen. Von Okita & Yamawaki (2002) und Okita (2006) wurden Berechnungen einer realistischen Rotor-Stator Kavität inklusive der Rotorscheibe und der umgebenden festen Bauteile durchgeführt. Von Bohn et al. (2003), Kusterer et al. (2004) und Kusterer et al. (2006) wurden in Aachen wie auch von Heidmann et al. (2003) bei der NASA Filmkühlkonfigurationen von Turbinenschaufeln untersucht. Mansour et al. (2006) beleuchteten den Einfluss der Transition für CHT-Rechnungen. Bohn & Krewinkel (2009) widmeten sich dem Einfluss fertigungsbedingter Geometrieabweichungen auf den Wärmeübergang an Filmkühlbohrungen. Jackson et al. (2009) führten sowohl Messungen als auch CHT-Berechnungen realistischer, innengekühlter Rotorscheaufeln einer Hochdruckturbine durch und Sipatov et al. (2009) zeigten den Einfluss der inhomogenen Temperaturverteilung am Brennkammeraustritt, so genannter *hot spots*, auf.

Die zahlreichen Veröffentlichungen auf diesem Gebiet zeigen, dass auch CHT-Berechnungen sich weitgehend etabliert haben und sogar schon im industriellen Kontext verwendet werden.

1.5 Problemstellung und Innovation

Die Systemgrenze und Randbedingungen sind bei der Thermalanalyse schwieriger zu definieren, als es zum Beispiel bei der aerodynamischen Auslegung der Turbine der Fall ist. Bei der aerodynamischen Auslegung stellen die End- und Schaufelwände eine klare Begrenzung des Berechnungsgebiets dar. Das Thermalverhalten der Turbine wird im Gegensatz dazu stark von den umliegenden Bauteilen und Kavitäten beeinflusst.

Auch wenn ausgereifte Methoden zur gekoppelten Berechnung verfügbar sind, zeigt sich ein grundlegendes Problem dieser Methoden, wenn man den zeitlichen Verlauf der Entwicklungsphase einer Turbine betrachtet. Die aerodynamische Auslegung des Hauptstroms beginnt vor der Auslegung der Bauteile. Man kann also davon ausgehen, dass während der aerodynamischen Auslegung zumindest anfangs weder detaillierte Informationen zur umgebenden Geometrie, geschweige denn

detaillierte Thermalmodelle vorhanden sind. Andererseits werden gerade zu Beginn der aerodynamischen Auslegung viele Entscheidungen getroffen, die den Thermalhaushalt der Turbine maßgeblich beeinflussen. Die gewünschte frühe Verfügbarkeit von Ergebnissen führt in Kombination mit hohen Genauigkeitsansprüchen zu einer Konfliktsituation, die auch in folgendem Zitat von Dixon et al. (2004) ihren Ausdruck findet:

Clearly, the objective of the gas turbine heat transfer engineer must be to maximise the quality of the thermomechanical modelling process at the earliest possible stage in the design cycle.

In dem zitierten Artikel heißt es weiter, dass in der Thermalauslegung bis zur Verfügbarkeit von Messdaten ein hohes Risiko eingegangen wird. Dies ist insbesondere der Fall, da die zuständigen Luftfahrtbehörden hier strenge Zulassungsauflagen setzen. Andererseits führt eine zu konservative Auslegung schnell zu unattraktiven Produkten.

Aufgrund dieser Problematik ist es notwendig, eine Methode zu finden, die so früh wie nur möglich in einem Auslegungsprozess die Abschätzung der Wärmeverluste zulässt. Schon Zecchi et al. (2004) erkannten, dass CHT-Berechnungen wegen der hohen Komplexität in der Auslegungsphase ungeeignet sind, da zu viele Eingangsdaten benötigt werden.

Wegen der geringen Detailltiefe wird die Genauigkeit einer gröberen Abschätzung aber in jedem Fall schlechter sein, als die eines komplexen Thermalmodells. Es kann also hier nicht darum gehen, die existierenden Thermalmodelle zu verbessern oder gar zu ersetzen. Die zu findende Methode soll vielmehr die zeitliche Lücke bis zur Verfügbarkeit des Thermalmodells schließen.

Praktisch gesehen stellt sich in der aerodynamischen Auslegung häufig die Frage, ob Maßnahmen zur Steigerung des Wirkungsgrades beziehungsweise der Turbinenleistung nicht zu erhöhten Wärmeverlusten führen. Diese könnten im schlimmsten Fall den erhofften Leistungsgewinn kompensieren. Zur Beurteilung des Thermalverhaltens werden häufig die Wärmeübergangskoeffizienten an den Endwänden des Berechnungsgebiets bestimmt. Sicher führen höhere Wärmeübergangskoeffizienten im Normalfall zu höheren Verlusten. Eine Quantifizierung der Wärmeverluste, die zum korrekten Vergleich mit dem erhofften Leistungsgewinn nötig wäre, ist aber so nicht möglich. Ein sehr anschauliches Beispiel liefert hierzu die Arbeit von Granovskiy et al. (2007), die konturierte Gehäusegeometrien in Turbinenrotoren auf deren Potential zu Wirkungsgradsteigerungen hin untersuchten. Das erkannte Potential war mit etwa 0,5 Prozentpunkten klein, aber in Anbetracht der heutigen Margen beachtenswert. Es ist allerdings augenscheinlich, dass bei solchen Geometrien stark

erhöhte Wärmeverluste zu erwarten wären. Ein weiteres Beispiel stellt die Arbeit von Lynch et al. (2009) dar, die zeigten, dass auch die normalerweise zur Verringerung von Sekundärströmungsverlusten eingesetzten Endwandkonturierungen erheblichen Einfluss auf den Wärmeübergangskoeffizienten haben. Genau in solchen Fällen könnte ein geeignetes Thermalmodell schon in der frühen aerodynamischen Auswertung von Nutzen sein.

Das folgende Kapitel soll einen Überblick über die notwendigen physikalischen Grundlagen und die im Rahmen dieser Arbeit angewandten Methoden geben. Danach wird in Kapitel 3 die entwickelte Methode, die zur Abschätzung der Wärmeverluste in Hochdruckturbinen während der frühen Auslegungsphase dient, beschrieben. Daran anschließend folgen drei Kapitel, die zur Verifizierung des Modells dienen. In Kapitel 7 wird das Modell auf einen realen Fall angewandt. Die Arbeit schließt in Kapitel 8 mit einem Fazit.

2 Theoretische Grundlagen

2.1 Grundlagen der Wärmeübertragung

Wärmeübertragung wird durch örtliche Temperaturdifferenzen angetrieben. Die Wärmeübertragung kann in drei Fälle unterteilt werden:

1. *Diffusive Wärmeübertragung* ist eine Wärmeleitung. Sie basiert auf dem intermolekularen Wärmeaustausch. Wärmeleitung findet in allen Medien statt, in denen örtliche Temperaturunterschiede auftreten. Gemäß dem zweiten Hauptsatz der Thermodynamik fließt die Wärme stets vom heißen zum kalten Pol.
2. *Konvektive Wärmeübertragung* beschreibt Wärmeleitung durch Transport von Energie. Hierbei wird aufgrund von Strömungen Materie örtlich versetzt, wobei sie ihre gespeicherte Energie mitführt. Voraussetzung dafür ist die Existenz eines Geschwindigkeitsfelds. Konvektive Wärmeübertragung findet daher nur in Fluiden statt.
3. *Wärmestrahlung* bezeichnet den Wärmetransport durch elektromagnetische Wellen. Wärmestrahlung benötigt kein materielles Trägermedium, es ist die einzige Art von Wärmeübertragung die auch im Vakuum möglich ist.

Bei technischen Anwendungen treten normalerweise alle drei Arten gleichzeitig auf, wobei in Festkörpern naturgemäß keine konvektive Wärmeübertragung stattfindet. Die mathematische Beschreibung der drei Arten von Wärmeübertragung soll im Folgenden kurz erläutert werden.

2.1.1 Diffusive Wärmeübertragung

Die allgemeine Fouriersche Wärmeleitungsgleichung beschreibt das sich in einem Festkörper oder unbewegten Fluid einstellende Temperaturfeld:

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \vec{\nabla} \frac{\lambda}{\rho c} \cdot (\vec{\nabla} T) = \frac{\dot{q}_q}{\rho c} \quad (2.1)$$

Neben der Dichte ρ und der Wärmekapazität c hängt das Temperaturfeld noch von einer dritten Materialeigenschaft, der Wärmeleitung λ ab. Durch sie kann aus dem Temperaturgradienten gemäß dem Fourierschen Gesetz die Wärmestromdichte berechnet werden:

$$\vec{q} = -\lambda \vec{\nabla} T \quad (2.2)$$

Die Wärmestromdichte drückt den auf die durchquerte Fläche bezogenen Wärmestrom aus. Durch Multiplikation von Gleichung 2.2 mit einem Einheitsvektor gelangt man zur bekannten eindimensionalen Form des Fourierschen Gesetzes:

$$\dot{q}_x = -\lambda \frac{dT}{dx} \quad (2.3)$$

Liegt zwischen zwei Punkten quellenfreie, eindimensionale Wärmeleitung vor, muss der Wärmestrom dazwischen konstant sein. Die Temperatur verläuft in diesem Fall gemäß Gleichung 2.3 linear und der Wärmestrom lässt sich wie folgt bestimmen:

$$\dot{q} = \frac{\lambda (T_1 - T_2)}{d_{12}} = \frac{\dot{Q}}{A} \quad (2.4)$$

\dot{Q} steht hier für die Wärmeleistung, A für die vom Wärmestrom durchdrungene Fläche und d_{12} für den Abstand der Punkte 1 und 2. Analog zur Spannungsgleichung der Elektrotechnik kann ein so genannter Wärmewiderstand eingeführt werden, der Wärmestrom und Temperaturdifferenz in ein Verhältnis setzt:

$$R = \frac{T_1 - T_2}{\dot{Q}} = \frac{d_{12}}{\lambda A} \quad (2.5)$$

2.1.2 Konvektive Wärmeübertragung

Bei bewegten Fluiden muss die Fouriersche Wärmeleitungsgleichung noch durch den konvektiven Term erweitert werden:

$$\frac{\partial T}{\partial t} - \vec{\nabla} \frac{\lambda}{\rho c} \cdot (\vec{\nabla} T) + \vec{\nabla} \cdot \vec{v} T = \frac{\dot{q}_q}{\rho c} \quad (2.6)$$

Das Temperaturfeld hängt dadurch zusätzlich vom Geschwindigkeitsfeld der Strömung ab. Durch die Abhängigkeit von Druck und Dichte beeinflusst das resultierende

Temperaturfeld wiederum das Geschwindigkeitsfeld der Strömung, wodurch eine Kopplung zustande kommt.

Bei einem ruhenden Medium verursachen Temperaturgradienten örtliche Dichtunterschiede. In Verbindung mit Volumenkräften kann dadurch das Fluid in Bewegung versetzt werden, wodurch zusätzlich konvektive Wärmeleitung auftritt. Typische Volumenkräfte sind die Schwerkraft oder die Scheinkräfte in einem bewegten System. Man spricht hier von freier Konvektion. Die sich an einem Heizkörper ausbildende Strömung in einem Wohnraum kann hier als alltägliches Beispiel herangezogen werden. Umgekehrt kann aber auch die Wärmeleitung durch eine extern aufgezwungene Strömung beeinflusst werden, zum Beispiel bei einer Kühlung mittels Ventilator. In diesem Fall spricht man von erzwungener Konvektion. Durch die aerothermale Kopplung ist es notwendig, nicht nur das Temperaturfeld sondern die komplette Strömung, also zusätzlich Geschwindigkeits- und Dichtefeld zu bestimmen.

Aufgrund eines Temperaturunterschieds zwischen Fluid und Wand baut sich eine thermale Grenzschicht auf. Analog zur materiellen Leitfähigkeit wird eine Leitfähigkeit der Grenzschicht, der so genannte Wärmeübertragungskoeffizient definiert:

$$\alpha = \frac{\dot{q}}{T_w - T_r} \quad (2.7)$$

Auf die Referenztemperatur T_r soll später noch eingegangen werden. Zunächst soll der Wärmeübertragungskoeffizient α betrachtet werden. Er wird im Normalfall als dimensionslose Größe durch die Nußeltzahl dargestellt:

$$\text{Nu} = \frac{\alpha L_{ref}}{\lambda} \quad (2.8)$$

Die Nußeltzahl kann als Verhältnis der Wärmeleitung durch die Grenzschicht eines sich bewegendes Fluids zur Wärmeleitung desselben Fluids in Ruhe interpretiert werden. Im Gegensatz zum Wärmeübertragungskoeffizienten hängt die Nußeltzahl nur noch vom Strömungsfeld und nicht mehr von der materiellen Leitfähigkeit ab.

Die analytische Lösung des entstehenden gekoppelten Systems partieller Differentialgleichungen gelingt nur für stark vereinfachte Idealfälle. Den Grundstein hierfür bildet Prandtls Grenzschichttheorie, auf deren Basis Pohlhausen (1921) die allgemein bekannte Lösung für die längs angeströmte ebene Platte mit konstanter Wandtemperatur und laminarer Grenzschicht entwickelte. Es folgten teilweise analytisch, größtenteils aber empirisch ermittelte Korrelationen für eine Vielzahl von

Spezialfällen (siehe hierzu Abschnitt 3.4.2). Der Anwendungsbereich reicht von sehr grundlegenden Konfigurationen wie Strömungen über ebene Platten oder durch gerade Rohre bis hin zu komplexen Situationen wie zum Beispiel Umströmungen von Rohrbündeln, Labyrinthdichtungen oder Prallkühlung. Eine umfassende Sammlung von spezialisierten Nußeltkorrelationen für viele industrielle Anwendungen findet sich zum Beispiel im VDI-Wärmeatlas (2006). Firmen haben zudem oft eigene Korrelationen, die auf ihren Erfahrungen in den jeweiligen Spezialgebieten beruhen.

Meist haben die in der Literatur angegebenen Nußeltkorrelationen die Form:

$$\text{Nu} = C \text{Re}^n \text{Pr}^m \quad (2.9)$$

Sie hängen also exponentiell von Reynolds- und Prandtlzahl ab. Bei der Verwendung solcher Nußeltkorrelationen zur Bestimmung von Wärmeströmen sollte stets darauf geachtet werden, auf Basis welcher Referenzgrößen (Länge, Geschwindigkeit und Referenztemperatur) die Korrelation entwickelt wurde.

Die Referenztemperatur stellt eine Schwierigkeit bei der Definition des Wärmeübertragungskoeffizienten dar. Aus Gleichung 2.7 ist ersichtlich, dass es sich bei $T_w = T_r$ um die Temperatur handelt, bei der der Wärmestrom an der Wand null wird. Anders ausgedrückt handelt es sich bei T_r um die Temperatur, die sich an einer adiabaten Wand einstellen würde.

Wird eine Strömung mit einer statischen Temperatur T von einer Machzahl Ma adiabatisch, isentrop bis zum Stillstand an der Wand verzögert, stellt sich eine Temperatur T_0 ein, die als Totaltemperatur bezeichnet wird. Sie berechnet sich zu:

$$T_0 = T \left[1 + \frac{\kappa - 1}{2} \text{Ma}^2 \right] \quad (2.10)$$

Die Fluidtemperatur steigt also innerhalb der Grenzschicht zur Wand hin an. Allerdings wirkt dem Temperaturanstieg eine Wärmeleitung von der Wand weg entgegen. Dies berücksichtigt man im Allgemeinen durch einen Faktor r , der in der englischen Literatur als *recovery factor* bezeichnet wird (vgl. Lakshminarayana, 1996):

$$T_r = T \left[1 + \frac{\kappa - 1}{2} \text{Ma}^2 r \right] \quad (2.11)$$

Für laminare Grenzschichten kann der Faktor mit $r = \text{Pr}^{1/2}$, für turbulente Grenzschichten mit $r = \text{Pr}^{1/3}$ abgeschätzt werden.

Für komplexere Fälle, insbesondere wenn sich das Strömungsfeld wie bei gekühlten Schaufeln aus Strömungen verschiedener Temperaturen zusammensetzt, kann

nicht mehr davon ausgegangen werden, dass eine ortsunabhängige Temperatur existiert, für die der Wandwärmestrom überall null wird. Die Referenztemperatur in Gleichung 2.7 muss also selbst eine ortsabhängige Größe sein und kann nicht mehr über eine Gleichung wie 2.11 direkt bestimmt werden. In diesen Fällen muss die lokale treibende Temperatur $T_r(\vec{x})$ numerisch oder experimentell bestimmt werden. Numerisch kann dies durch Berechnungen mit adiabaten Wandrandbedingungen erreicht werden. Bei experimenteller Bestimmung sind entsprechende Vorkehrungen zu treffen, dass die Wände zumindest näherungsweise adiabat sind.

Egal wie die treibende Temperatur bestimmt wird, vernachlässigt Gleichung 2.7 jedoch, dass es sich hier um ein gekoppeltes Problem handelt. Die Auswirkung der Wandtemperatur auf das Geschwindigkeits- und Dichtefeld, wie sie oben beschrieben wird, kann in Turbomaschinen zwar wegen der dominanten erzwungenen Konvektion meist vernachlässigt werden. Viel wichtiger ist jedoch die Auswirkung der Wandtemperatur auf das Temperaturfeld der Strömung. Sie bewirkt, dass die treibende Temperatur selbst von der Wandtemperatur abhängt. Beispielhaft soll dies an einer einfachen Kanalströmung verdeutlicht werden: Die treibende Temperatur an einer beliebigen Stelle zwischen Ein- und Austritt hängt neben der Eintrittstemperatur der Strömung auch davon ab, wie viel Wärme die Strömung bis zu dieser Stelle bereits aufgenommen hat. Einen Anhaltspunkt für die Wichtigkeit dieser Kopplung ist die Wärmeaufnahme, die die Temperaturerhöhung durch Wärmeaufnahme im Verhältnis zur Temperaturdifferenz zwischen Wandtemperatur und treibender Temperatur beschreibt.

2.1.3 Strahlungswärme

Zusätzlich zu Diffusion und Konvektion kann Wärme auch ohne Transportmedium durch Strahlung übertragen werden. Bei hohen Temperaturen wird die Strahlung sogar sichtbar, zum Beispiel bei glühendem Metall. Die emittierte Strahlung wird aus der inneren Energie der Materie erzeugt.

Trifft die emittierte Strahlung auf die Oberfläche eines Körpers, kann sie durch diese entweder reflektiert werden, absorbiert werden oder sie durchdringen, also transmittiert werden. In der Praxis treten meistens alle drei Effekte gleichzeitig auf. Die Strahlungsemission verhält sich proportional zur vierten Potenz der Temperatur. Sie gewinnt daher vor allem bei hohen Temperaturen stark an Bedeutung.

Im Rahmen dieser Arbeit wird die Strahlungswärme nicht behandelt.

2.2 Numerische Strömungsberechnung

Historisch gesehen gehen numerische Berechnungsverfahren, also die (meist näherungsweise) Beantwortung mathematischer Fragen durch iterative Berechnungen bis auf Archimedes (ca. 278 bis 212 v. C.) zurück, der eine Berechnungsvorschrift für die Zahl π entwickelte. Ein weiterer, sehr wichtiger Schritt waren die Verfahren zur Lösung linearer Gleichungssysteme von Gauß (1777 bis 1855). Der Begriff der numerischen Strömungsberechnung ist sehr weit gefasst. Seit Mitte des letzten Jahrhunderts werden Fragestellungen der Strömungsmechanik mittels numerischer Berechnungen gelöst. Anfangs kamen wegen der geringen Leistungsfähigkeit derzeitiger Rechner nur potentialtheoretische Fragestellungen in Betracht. Später konzentrierte man sich auf die Lösung der Euler-Gleichungen, teilweise in Kombination mit Grenzschichtcodes. Passagenströmungen wurden zusätzlich häufig auf die Meridianebene reduziert (*S2M*-, *duct*- oder *through-flow*-Methoden, vgl. Hiebel, 1981). Diese reduzierten Verfahren finden selbst heute noch in der Vorauslegung Anwendung. Ansonsten ist heute die Lösung der reibungsbehafteten Navier-Stokes-Gleichungen in den drei räumlichen Dimensionen Standard. Vereinfachte Verfahren werden nur noch in Spezialfällen angewandt. Sofern in dieser Arbeit also ohne weitere Ausführungen von numerischen Strömungsberechnungen oder auch CFD-Berechnungen die Rede ist, sind Lösungen der Navier-Stokes-Gleichungen nach Stand der Technik gemeint.

Im Folgenden soll ein kurzer Überblick über die Grundlagen und die verwendeten CFD-Methoden gegeben werden. Die allgemeinen Erläuterungen der mathematischen und physikalischen Grundlagen sowie der numerischen Solver orientieren sich an den Büchern von Hirsch (2007) und Schäfer (2006), auf die bei weiter reichendem Interesse an dieser Stelle verwiesen werden soll. Der darauf folgende Abschnitt über das angewandte Lösungsverfahren bezieht sich speziell auf die durch Fine Turbo verwendeten Lösungstechniken (vgl. Numeca Fine Turbo Theoretical Manual, Version 8.9, 2011). Im weiteren Verlauf werden die für die numerische Berechnung entscheidenden Aspekte der Turbulenz- und Transitionsmodellierung gesondert beschrieben. Abschließend werden wichtige Aspekte beim Einsatz von CFD-Lösern für aerothermale Problemstellungen kurz erläutert.

2.2.1 Mathematische und physikalische Grundlagen der Strömungsberechnungen

Die Grundlage jeder Strömungsberechnung ist die mathematische Beschreibung des Problems. Bei Strömungsberechnungen handelt es sich mathematisch um die Formulierung von Erhaltungssätzen für bestimmte physikalische Größen. In Worten sagt ein Erhaltungssatz für ein gegebenes Volumen aus, dass die Variation der zu erhaltenden Größe in dem Volumen der Summe aller ein- und austretenden Mengen der Größe plus der in dem Volumen erzeugten Menge entspricht. Mathematisch heißt das für eine beliebige skalare Größe Φ in einem Volumen V , umgeben von der Oberfläche S :

$$\frac{\partial}{\partial t} \int_{(V)} \Phi \, dV + \int_{(S)} \vec{F} \cdot d\vec{S} = \int_{(V)} Q_V \, dV + \int_{(S)} \vec{Q}_S \, d\vec{S} \quad (2.12)$$

Der erste Term der linken Seite entspricht der Variation der Größe im Volumen. Der zweite entspricht der Summe der aus- und eintretenden Mengen, den so genannten Flüssen. Bei den Termen auf der rechten Seite handelt es sich um Volumen- und Flächenquellterme. Aus der Notwendigkeit, dass Flüsse in das Volumen die Größe erhöhen sollen, folgt die Definition, dass der Normalenvektor auf der Randfläche nach dieser Formulierung nach außen zeigt. Diese Form des Erhaltungssatzes ist für alle skalare Größen gültig. Die zeitliche Variation des Skalars hängt nur von den Flüssen über die das Volumen umgebende Oberfläche ab, nicht aber von der räumlichen Verteilung innerhalb des Volumens. Diese Eigenschaft ist für die folgende Diskretisierung von entscheidender Bedeutung, da so auch bei diskreten Volumen eine Erhaltung von Φ gewährleistet ist. Man spricht in diesem Fall von konservativen numerischen Schemata.

Die in Gleichung 2.12 allgemein gehaltenen Flüsse bestehen aus zwei Termen. Existiert ein Geschwindigkeitsfeld \vec{v} , so wird die zu erhaltende Größe in Richtung der Geschwindigkeit in und aus dem Volumen getragen, was als konvektiver Fluss bezeichnet wird:

$$\vec{F}_k = \Phi \vec{v} \quad (2.13)$$

Zusätzlich verteilen sich manche Größen, wie zum Beispiel die Temperatur, auch ohne konvektiven Transport durch Diffusion. Dieser Term wird als diffusiver Fluss bezeichnet. Er hängt nach dem Fickschen Gesetz von dem räumlichen Ungleichgewicht der Größe (ausgedrückt durch den Gradienten) multipliziert mit einem Diffusionsfaktor K ab:

$$\vec{F}_d = -K \vec{\nabla} \Phi \quad (2.14)$$

Der Diffusionsfaktor K hat für alle Größen die Einheit m^2/s . Die Diffusion wirkt immer dem Gradienten entgegen.

Lösungsstrategien für solche Erhaltungsgleichungen hängen stark vom Verhältnis der konvektiven Flüsse zu den diffusiven ab. Das Verhältnis wird durch die Pecletzahl ausgedrückt:

$$\text{Pe} = \frac{v}{K} L_{\text{ref}} \quad (2.15)$$

Nimmt man als Beispiel den Impulssatz, der eine Erhaltungsgleichung der Größe $\rho \vec{v}$ ist, entspricht der Diffusionsfaktor der kinematischen Viskosität $\nu = \mu/\rho$, wodurch die Pecletzahl der Reynoldszahl entspricht.

Handelt es sich bei der transportierten Größe um einen Vektor, werden die Flüsse zu Tensoren zweiter Stufe. Der Volumenquellterm wird zu einem Vektor. Die konvektiven Flüsse lassen sich durch das Tensorprodukt

$$\vec{F}_k = \vec{\Phi} \otimes \vec{v} \quad (2.16)$$

und die diffusiven analog zu

$$\vec{F}_d = -K \vec{\nabla} \otimes \vec{\Phi} \quad (2.17)$$

ausdrücken. Alternativ kann diese Gleichung auch in n skalare Erhaltungsgleichungen transformiert werden, wobei n hier für die Anzahl der räumlichen Dimensionen steht.

Die numerische Lösung mittels *Finiten-Volumen-Methode (FVM)*, die normalerweise bei Strömungssimulationen angewandt wird, baut auf einer Diskretisierung der Erhaltungsgleichung 2.12 auf. Trotzdem sind die zugrunde liegenden Strömungsgleichungen in der Literatur meistens in der so genannten lokalen Form angegeben, deren Herleitung hier deswegen erwähnt werden soll. Das Gauß-Theorem besagt, dass ein Flächenintegral eines Flusses dem Integral seiner Divergenz über das eingeschlossene Volumen gleicht:

$$\int_{(S)} \vec{F} \cdot d\vec{S} = \int_{(V)} \vec{\nabla} \cdot \vec{F} dV \quad (2.18)$$

Durch Anwendung des Theorems auf die Flächenintegrale in Gleichung 2.12 erhält man den Ausdruck

$$\int_{(V)} \frac{\partial \Phi}{\partial t} dV + \int_{(V)} \vec{\nabla} \cdot (\vec{F} - \vec{Q}_S) dV = \int_{(V)} Q_V dV \quad (2.19)$$

Wenn diese Gleichung für jedes beliebige Volumen gilt, muss sie auch für einen Punkt gelten. Durch Einsetzen der Gleichungen für konvektive und diffusive Flüsse erhält man so die lokale Formulierung der allgemeinen Erhaltungsgleichung:

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot (\Phi \vec{v} - K \vec{\nabla} \Phi - \vec{Q}_s) = Q_v \quad (2.20)$$

Aus der lokalen Formulierung kann zum Beispiel durch setzen von $\Phi = T$ und $K = \lambda/(\rho c)$ die oben genannte allgemeine Fouriersche Wärmeleitungsgleichung abgeleitet werden.

Die Grundgleichungen der Strömungsdynamik sind die Erhaltungssätze für Masse, Impuls und Energie. Diese drei Gleichungen beschreiben das System vollständig. Dabei geht man davon aus, dass neben der Geschwindigkeit zwei der drei Zustandsgrößen Dichte, Temperatur und Druck bestimmt werden müssen. Alle weiteren Größen können danach durch mathematische Beschreibungen der Fluideigenschaften explizit bestimmt werden.

Im Allgemeinen wird dieser Satz an Erhaltungsgleichungen in Zusammenhang mit dem Viskositätsgesetz für Newtonsche Fluide als Navier-Stokes-Gleichungen bezeichnet. Dieselben Gleichungen unter Vernachlässigung der Reibung bezeichnet man als Euler-Gleichungen.

2.2.2 Grundlagen der numerischen Lösungsverfahren

Die Wahl einer geeigneten Methode zur Lösung solcher Systeme partieller Differentialgleichungen hängt stark von der Art der Gleichungen ab. Für die stationären Euler-Gleichungen kann gezeigt werden, dass sie in Regionen mit subsonischen Geschwindigkeiten elliptisch sind, während sie im Überschall eine hyperbolische Form annehmen. Demnach müsste bei der Lösung zwischen diesen beiden Fällen unterschieden werden. Die instationären Gleichungen sind hingegen unabhängig von der Machzahl hyperbolisch, so dass immer derselbe Lösungsalgorithmus verwendet werden kann. Stationäre Lösungen können auch durch Lösen dieser instationären Gleichungen bestimmt werden, indem solange in die Zeit gerechnet wird, bis die zeitlichen Änderungen abgeklungen sind, sich also physikalisch gesehen eine stationäre Strömung eingestellt hat. Dabei spricht man von einem Pseudo-Zeitschritt Verfahren.

Für die Konvergenz instationärer Lösungsverfahren ist die Courant-Friedrichs-Lewy-Zahl (oft CFL-Zahl oder Courantzahl) von zentraler Bedeutung. Sie beschreibt, um wie viele Zellen sich die Strömungsgrößen pro Zeitschritt fortbewegen:

$$CFL = v \frac{\Delta t}{\Delta x} \quad (2.21)$$

Kleine CFL-Zahlen verlangsamen die Konvergenz, zu große CFL-Zahlen führen zu Instabilitäten. Das Geschwindigkeitsfeld ergibt sich aus der physikalischen Problemstellung, die Zellgröße Δx aus dem Rechnernetz und der diskrete Zeitschritt Δt kann frei gewählt werden. Da sich sowohl die Geschwindigkeit als auch die Zellgröße im Rechengebiet ändern, ist auch die CFL-Zahl bei gegebenem Zeitschritt eine ortsabhängige Größe. Beim Pseudo-Zeitschritt Verfahren ist die physikalische Zeit allerdings irrelevant. Daher kann in diesem Fall auch ortsabhängig der Zeitschritt so gewählt werden, dass sich eine räumlich konstante CFL-Zahl ergibt, die dann optimal gewählt werden kann.

Wegen des Pseudo-Zeitschritt Verfahrens ist es notwendig, auch bei stationären Strömungen neben den Randbedingungen auch Anfangsbedingungen im betrachteten Strömungsgebiet zu definieren. Die Interpretation der Konvergenz einer stationären Rechnung als zeitlicher Prozess ist essentiell, um das Verhalten solcher Löser zu verstehen. Das gilt auch, wenn die Pseudo-Zeit im Strömungsgebiet unterschiedlich schnell voranschreitet. Nur so kann zum Beispiel die Sensitivität einer numerischen Lösung gegenüber den frei definierten Anfangsbedingungen richtig beurteilt werden.

Löser mit Pseudo-Zeitschritt Verfahren können sogar für instationäre Probleme verwendet werden. Dafür wird ein so genanntes duales Zeitschrittverfahren angewandt, bei dem die äußere Iterationsschleife über die ortsunabhängige physikalische Zeit läuft während für jeden physikalischen Zeitschritt eine Lösung mittels Pseudo-Zeitschritt Verfahren bestimmt wird.

Ein wesentlicher Unterschied in der einem CFD-Löser zugrunde liegenden physikalischen Beschreibung der Strömung ist die Wahl der direkt zu bestimmenden Zustandsgrößen. Für inkompressible Strömungen oder kompressible Strömungen mit niedrigen Machzahlen $Ma < 0,3$ zeigt sich, dass das Druckfeld nur gering mit dem Geschwindigkeitsfeld gekoppelt ist und eine iterative, getrennte Berechnung der Gleichungen vorteilhaft ist (Druckkorrekturverfahren, Druck-basierte Löser). Für höhere Machzahlen ist die Kopplung zwischen Dichte und Geschwindigkeit sehr stark, so dass eine gleichzeitige Bestimmung von Dichte, Geschwindigkeit und Temperatur verwendet wird (Dichte-basierte Löser).

2.2.3 Das Lösungsverfahren von Fine Turbo

Fine Turbo löst die gekoppelten Navier-Stokes-Gleichungen in einer Dichte-basierten Form. Die Werte für die Erhaltungsgröße Φ , den effektiven Fluss $\vec{F} - \vec{Q}_s$ und den Volumenquellterm Q_V nehmen die in Tabelle 2.1 aufgelisteten Formen an. Die

Gleichung	Größe Φ	Effektivfluss $\vec{F}_{eff} = \vec{F} - \vec{Q}_S$	Quellterm Q_V
Masse	ρ	$\rho \vec{v}$	0
Impuls	$\rho \vec{v}$	$\rho \vec{v} \otimes \vec{v} - \vec{\tau}$	$\rho \vec{f}$
Energie	ρE	$(\rho E + p) \vec{v} - \lambda \vec{\nabla} T - \vec{v} \cdot \vec{\tau}$	$\rho \vec{f} \cdot \vec{v}$

Tabelle 2.1: Komponenten des Navier-Stokes Gleichungssystems

Totalenergie E setzt sich aus der inneren und kinetischen Energie zusammen:

$$E = e + \frac{\vec{v} \cdot \vec{v}}{2} \quad (2.22)$$

Der Vektor \vec{f} steht für die Volumenkraft. Die Schwerkraft ist hierfür das typische Beispiel. In einem bewegten System wirken zusätzlich noch die Scheinkräfte als Volumenkraft. Bei Turbomaschinen wird die Schwerkraft üblicherweise vernachlässigt, da ihre Auswirkung in der Regel gering wäre. Ansonsten könnte man außerdem nicht mehr von einer passagenweise periodischen Strömung ausgehen, da die Schwerkraft in jeder Passage in eine unterschiedliche Richtung wirkt. Für den Spannungstensor wird das Viskositätsgesetz für Newtonsche Fluide verwendet:

$$\vec{\tau} = \tau_{ij} = -p\delta_{ij} + \mu \left[\left(\frac{\partial v_i}{\partial x_j} + \frac{\partial v_j}{\partial x_i} \right) - \frac{2}{3} \frac{\partial v_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right] \quad (2.23)$$

Zum besseren Verständnis wurde der Spannungstensor in Indexschreibweise angegeben (vgl. Spurk, 1996).

Fine Turbo bietet verschiedene Modellierungen der Gaseigenschaften an. Im Rahmen dieser Arbeit wurden alle Rechnungen unter Verwendung reiner Luft als idealem Gas durchgeführt. Die Stoffwerte wurden für eine Referenztemperatur von 1100 K, die in etwa der mittleren Temperatur in Hochdruckturbinen entspricht, bestimmt und sind in Tabelle 2.2 angegeben.

Wärmekapazität	c_p	1158,9 W/kgK
Adiabateneponent	κ	1,3292
Wärmeleitfähigkeit	λ	0,0726 K/Wm
Molekulare Viskosität	μ	$4,5846 \times 10^{-5}$ Pas

Tabelle 2.2: Verwendete Idealgaseigenschaften

Bei der Diskretisierung wird das kontinuierliche Strömungsfeld in diskrete Volumen unterteilt. Für ein diskretes Volumen δV kann Gleichung 2.12 durch den Ausdruck

$$\frac{\partial \Phi}{\partial t} \delta V + \sum_i \vec{F}_{eff} \cdot \delta \vec{S}_i = Q_V \delta V \quad (2.24)$$

beschrieben werden. Es wird angenommen, dass die Transportgröße Φ sowie der Volumenquellterm Q_V innerhalb des diskreten Volumens konstant sind, so dass das Integral durch eine Multiplikation ersetzt werden kann. Genau an diesem Punkt ist die vorher festgestellte konservative Form der Differentialgleichung wichtig. Der effektive Fluss setzt sich aus einem diffusiven und einem konvektiven Teil zusammen. Die Oberflächenquellterme können sowohl diffusiv als auch konvektiv sein und sind hier inbegriffen. Die diffusiven Flüsse hängen, wie aus Gleichung 2.14 ersichtlich, vom Gradienten der jeweiligen Transportgröße ab und werden in Fine Turbo direkt auf den Zellflächen bestimmt. Die konvektiven Flüsse werden in Fine Turbo standardmäßig mittels zentraler Differenzen und einer künstlichen Dissipation nach Jameson (1991) bestimmt. Alternativ werden auch *Upwind-Verfahren* angeboten, die im Rahmen dieser Arbeit aber nicht verwendet wurden. Die zeitliche Diskretisierung wird über ein Runge-Kutta-Schema vierter Ordnung realisiert. Zur Beschleunigung der Konvergenz wird ein Multigrid-Verfahren sowie Implizite Residuenglättung eingesetzt.

Für geringe Machzahlen, insbesondere für inkompressible Strömungen werden Dichte-basierte Löser mit Pseudo-Zeitschritt Verfahren sehr ineffektiv. Aus Stabilitätsgründen notwendige kleine Zeitschritte führen zu einer langsamen Konvergenz und schlecht konditionierte Matrizen sorgen für hohe Rundungsfehler. Basierend auf der Arbeit von Chorin (1967, 1968) wurden seit dieser Zeit Verfahren entwickelt, die Matrixkondition und somit die Konvergenz dieser Strömungsprobleme zu verbessern. Man spricht hierbei von Vorkonditionierung. Fine Turbo stellt zwei Verfahren zur Vorkonditionierung zur Auswahl. Das Verfahren nach Hakimi (1997) eignet sich für Strömungen bis $Ma = 0,1$ und ist gut validiert. Das alternative Verfahren von Choi & Merkle (1993) ist genereller und eignet sich angeblich auch für Strömungen, die sowohl hohe als auch niedrige Machzahlen aufweisen. Betrachtet man die gekoppelte Berechnung der Hochdruckturbine einschließlich ihrer Sekundärluftkavitäten als Fernziel liegt genau hier das Kernproblem: Die niedrigen Geschwindigkeiten in den Kavitäten sorgen ohne Vorkonditionierung für schlechte Konvergenz, während die hohen Geschwindigkeiten in den Schaufelpassagen bei Vorkonditionierung zu falschen Ergebnissen oder zumindest erhöhter Instabilität führen. Bei den in dieser Arbeit untersuchten Fällen konnten für Machzahlen ab etwa 0,3 auch mit

dem Verfahren nach Choi & Merkle keine stabilen Lösungen erhalten werden. Es bleibt abzuwarten, ob auf diesem Gebiet verbesserte Ansätze gefunden werden (vgl. Rossow, 2007).

2.2.4 Turbulenzmodellierung

Schon bei Reynoldszahlen, die weit unter denen liegen, die in den hier behandelten Strömungen gewöhnlich auftreten, treten räumlich und zeitlich sehr kleinskalige Verwirbelungen auf, was zu folgenden Konsequenzen führt:

1. Die Strömung ist prinzipiell instationär. Die zur Auflösung der Verwirbelungen notwendige Zeitschrittweite liegt weit unter derjenigen für die Auflösung technisch relevanter Phänomene.
2. Die erforderliche räumliche Auflösung des Netzes liegt ebenfalls weit unter der technisch erforderlichen Auflösung.

Eine korrekte Berechnung der Strömung würde einen extremen Rechenaufwand bedeuten, man spräche in diesem Fall von Direkter Numerischer Simulation (DNS). Da die dadurch aufgelösten Strömungsstrukturen technisch gesehen meistens irrelevant sind, wurden Vereinfachungen entwickelt.

Am häufigsten werden heute die so genannten Reynolds-gemittelten Navier-Stokes-Gleichungen (RANS-Gleichungen) verwendet. Dabei werden die kleinskaligen turbulenten Schwankungen der Transportgrößen von der mittleren Größe separiert. Die so erhaltenen Transportgleichungen werden anschließend gemittelt, wodurch die linearen Glieder der Schwankungsgrößen verschwinden.

Die Impulsgleichung enthält den nicht-linearen Term $\vec{v} \otimes \vec{v}$ (siehe Tabelle 2.1), wodurch in der gemittelten Impulsgleichung ein nicht vernachlässigbarer Term der Geschwindigkeitsschwankung $\vec{v}' \otimes \vec{v}'$ auftritt:

$$\rho \frac{\partial \vec{v}}{\partial t} + \rho \vec{\nabla} \cdot (\vec{v} \otimes \vec{v}) = \dots - \rho \vec{\nabla} \cdot (\vec{v}' \otimes \vec{v}') \quad (2.25)$$

Das Tensorprodukt der Schwankungsgeschwindigkeiten auf der rechten Seite der Gleichung ist unbekannt. Zur Schließung des Gleichungssystems ist daher mindestens eine weitere Gleichung notwendig. Alle verfügbaren RANS-Turbulenzmodelle haben gemeinsam, dass sie eine Abschätzung dieses Terms bereitstellen. Die Abschätzungen basieren auf der Hypothese von Boussinesq, der diesen Term parallel zu Gleichung 2.23 durch Einführung einer Wirbelviskosität beschreibt:

$$-\rho \overline{v'_i v'_j} = -\frac{2}{3} \rho \frac{\overline{v'_k v'_k}}{2} \delta_{ij} + \mu_t \left(\frac{\partial \bar{v}_i}{\partial x_j} + \frac{\partial \bar{v}_j}{\partial x_i} - \frac{2}{3} \frac{\partial \bar{v}_k}{\partial x_k} \delta_{ij} \right) \quad (2.26)$$

Die physikalische Interpretation dieses Terms lautet, dass analog zur Braunschen Molekularbewegung die Viskosität der Strömung durch die Turbulenz weiter erhöht wird.

RANS-Turbulenzmodelle werden weiter nach der Art unterschieden, wie die Wirbelviskosität bestimmt wird. So genannte Nullgleichungsmodelle, auch Algebraische Modelle genannt, stellen den einfachsten Fall dar. Hier wird die Wirbelviskosität explizit als Funktion der lokalen Strömungsgrößen ausgedrückt. Ein Beispiel ist das Modell von Baldwin & Lomax (1978), das lange Zeit gerne verwendet wurde, da es ohne zusätzliche Randbedingungen auskommt. Solche Modelle vernachlässigen aber, dass die an einer Stelle produzierte Turbulenz durch die Strömung transportiert wird und sich somit auch an anderen Orten auswirken kann. Zur Beschreibung dieses Effekts ist mindestens eine Transportgleichung nötig, die die Produktion, Dissipation und Konvektion einer Turbulenzgröße beschreibt, also ein Eingleichungsmodell. Heutzutage sind Zweigleichungsmodelle, die eine weitere Transportgleichung zur besseren Modellierung der Dissipation verwenden, am meisten verbreitet. Die folgenden Erläuterungen zu Turbulenzmodellierung sind kurz gehalten und beziehen sich auf die in dieser Arbeit relevanten Aspekte. Für detailliertere Informationen wird auf die Fachliteratur (z. B. Pope, 2000) verwiesen.

Bei dem Turbulenzmodell von Spalart & Allmaras (1992), ab hier SA-Modell genannt, wird die turbulente Viskosität $\nu_t = \mu_t / \rho$ näherungsweise als $\hat{\nu}_t$ direkt durch eine Erhaltungsgleichung modelliert, es handelt sich also um ein Eingleichungsmodell. Das SA-Modell ist wegen seiner Einfachheit sehr robust und im Bereich der Turbomaschinen sehr gut validiert. Das Turbulenzmodell von Menter (1993), SST-Modell genannt, ist eine Kombination des k - ω -Modells von Wilcox (1988) mit dem Standard k - ϵ -Modell. Es handelt sich um ein Zweigleichungsmodell, bei dem gerade im wandnahen Bereich die Turbulenzmodellierung physikalischer realisiert wird als die des SA-Modells. Deswegen wird dieses Modell vor allem für aerothermale Probleme immer beliebter und kann hier heute als Stand der Technik bezeichnet werden. Die CFD-Berechnungen in dieser Arbeit wurden fast alle sowohl mit SA- als auch mit SST-Modell durchgeführt. Trotz zu erwartender leichter Niveauunterschiede zeigten beide Modelle stets die gleichen Tendenzen, was an den entsprechenden Stellen der Arbeit weiter erläutert werden soll.

Außer den zwei genannten Modellen wurde Testweise auch das $\nu^2 f$ -Modell von Durbin (1991) verwendet, allerdings in einer angepassten Version, wie sie von Kalitzin (1999) beschrieben wird. Dieses Modell basiert auch auf dem k - ϵ -Modell, zusätzlich wird aber eine weitere Transportgleichung für die turbulente Schwankungsgeschwindigkeit normal zur Wand eingeführt. Experimentell kann man zeigen, dass bei anisotroper Turbulenz gerade die Schwankungsgeschwindigkeit

normal zur Wand für erhöhten Wärmetransport verantwortlich ist (vgl. Ostanek & Thole, 2011), insofern ist dieses Modell besonders für Aerothermalrechnungen eine interessante Alternative.

Alle genannten Turbulenzmodelle basieren auf Gleichung 2.26. Die Beschreibung der Turbulenz mittels einer Wirbelviskosität impliziert aber, dass sich die Turbulenz in den räumlichen Dimensionen gleich, also isotrop auswirkt. Beim $\nu^2 f$ -Modell trifft dies in Wandnähe nur teilweise zu. Aber nicht nur in Wandnähe sondern auch bei vielen Strömungen, z. B. stark gekrümmten oder stark rotierenden Strömungen, ist diese Annahme ungerechtfertigt und führt daher zu fehlerhaften Ergebnissen. Abhilfe kann hier eine anisotrope Modellierung schaffen, wie sie bei den Reynolds-Stress-Modellen verwendet wird. Alternativ versuchen Modellierungen wie die *Large Eddy Simulation* (LES) oder die *Detached Eddy Simulation* (DES) die technisch relevante Turbulenz aufzulösen. Sie stellen sozusagen einen Kompromiss zwischen RANS- und DNS-Simulationen dar.

Für den Wärmeübergang ergibt sich bei der Turbulenzmodellierung noch ein weiteres Problem: Auch in der Energiegleichung tritt mit der turbulenten Wärmeübertragung ein nicht-linearer Term auf. In den vorgestellten Modellen wird analog zur Prandtlzahl, die das Verhältnis zwischen molekularem Impulsaustausch und molekularer Wärmeleitung beschreibt, eine turbulente Prandtlzahl eingeführt und zu eins gesetzt. Die Annahme bedeutet, dass die Turbulenz die diffusive Wärmeleitung im selben Maße erhöht wie den Impulsaustausch, also die Viskosität. Arbeiten wie die von Constantinescu et al. (1998) versuchen, durch Einführung weiterer Transportgleichungen den Schwankungsterm der Energiegleichung physikalischer zu modellieren. Insgesamt hinkt die Entwicklung auf diesem Gebiet aber stark den Erkenntnissen hinsichtlich des turbulenten Impulsaustauschs hinterher.

Ein weiterer wichtiger Punkt der Turbulenzmodellierung ist die Randbedingung an Wänden. Hier müssen geeignete Annahmen für die Wandschubspannung und die Turbulenzgrößen gefunden werden. Selbst bei voll-turbulenten Strömungen befindet sich in Wandnähe eine laminare Unterschicht. Für die Wahl der Randbedingung an der Wandseite der ersten Zelle ist es entscheidend, ob sich die Zelle innerhalb oder außerhalb dieser Unterschicht befindet. Befindet sie sich innerhalb der Unterschicht, sind die Turbulenzgrößen null und die Wandschubspannung kann durch Annahme eines linearen Geschwindigkeitsverlaufs von der Zellmitte zur Wand berechnet werden. Reicht die Zelle in die turbulente Strömung hinein, so muss das logarithmische Wandgesetz (auch Wandfunktion) verwendet werden, um geeignete Randbedingungen zu bestimmen. Ausschlaggebend ist hierbei der dimensionslose Wandabstand y^+ der ersten Zelle. Um sicher in der Unterschicht zu liegen, sollte der Wandabstand unter $y^+ = 1$ liegen, bei der Verwendung von Wandfunktionen etwa

über $y^+ = 30$. Moderne Wandfunktionen (*extended wall functions*) sind in der Lage, selbst zu entscheiden, welche der beiden Situationen zutrifft und können daher unabhängig vom Wandabstand verwendet werden.

2.2.5 Transitionsmodellierung

Ein Manko der Turbulenzmodelle ist die Annahme, dass die Strömung überall im Strömungsgebiet turbulent ist. Meistens aber entwickelt sich bei Reynoldszahlen, wie sie in Turbinen auftreten, vom Staupunkt ausgehend zunächst eine laminare Grenzschicht. Diese schlägt gegebenenfalls in eine turbulente um. Ein guter Überblick über die Rolle der Transition in Bereich der Turbomaschinen wird durch Mayle (1991) gegeben.

Bei der Verwendung von Turbulenzmodellen können, wie zum Beispiel von Schatz (2003) erwähnt, je nach Zusammenspiel der Produktions- und Dissipationsterme des jeweiligen Turbulenzmodells auch transitionale Grenzschichten in den Lösungen auftreten. Laut Menter et al. (2006) können dadurch sogar bestimmte Transitionsmechanismen vorausgesagt werden. Die Modelle modellieren allerdings nicht die physikalischen Transitionsmechanismen und man spricht daher in diesem Zusammenhang oft von einer Pseudo-Transition. Andererseits haben verschiedene Arbeiten, u. a. Hermanson et al. (2003), Luo & Razinsky (2007) und Nasir et al. (2009) gezeigt, dass im Bereich der Turbomaschinen durch die Pseudo-Transition auch für stark transitionale Strömungen gute Ergebnisse erzielt werden können. Das gilt insbesondere für das $\nu^2 f$ -Modell.

Zur besseren Modellierung des physikalischen Hintergrunds werden spezielle Transitionsmodelle eingesetzt. Fine Turbo bietet das weit verbreitete Modell von Abu-Ghannam & Shaw (1980) an, das auf Grenzschichtmessungen an einer ebenen Platte mit Druckgradienten aufbaut. Für Turbinenschaufeln liefert das Modell im Allgemeinen gute Ergebnisse. Allerdings ist für das Transitionskriterium die Lösung eines Längenintegrals entlang der Grenzschichtströmung notwendig. Die Frage, ob eine Grenzschicht an einem Wandpunkt turbulent oder laminar ist, hängt also von einer global über das Strömungsfeld zu bestimmenden Größe ab, was zu zwei verheerenden Konsequenzen führt: Einerseits lässt sich eine solche Bestimmung nur schwer parallelisieren. Andererseits entstammt die Formulierung eines „Integrals entlang der Grenzschichtströmung“ einer abstrahierten zweidimensionalen Vorstellung, die mathematisch nicht generell formuliert werden kann. Das AGS-Modell kann daher nicht für beliebige Flächen eingesetzt werden.

Kann an einem beliebigen Wandpunkt alleine aufgrund aller vorliegenden lokalen Größen bestimmt werden, ob die Grenzschicht laminar oder turbulent ist,

spricht man von einem lokalen Transitionskriterium. Von einem mit dem AGS-Modell vergleichbaren Ansatz ausgehend entwickelten Menter et al. (2006) und Langtry et al. (2006) ein Modell, bei dem eine *intermittency* genannte Variable und eine Reynoldszahl der Impulsdicke durch zwei Erhaltungsgleichungen beschrieben werden. Anhand ihrer Werte kann über den Zustand der Grenzschicht lokal entschieden werden. Dieses Verfahren lässt sich hervorragend parallelisieren und kann auf jede Strömung angewendet werden, wobei eine Validierung für dreidimensionale transitionale Strömungen noch aussteht.

2.2.6 CFD für aerothermale Problemstellungen

Die numerische Lösung aerothermaler Problemstellungen ist möglich. Sie birgt aber Schwierigkeiten, da die Genauigkeitsanforderungen wegen der Grenzschichtsensibilität sehr hoch sind. So wird die Konvergenz bei CFD-Berechnungen üblicherweise anhand der Residuen beurteilt. Das Residuum einer Zelle wird durch die Summe aller ihrer Flüsse bestimmt und ist im Idealfall null. Da es unmöglich ist, die Residuen jeder Erhaltungsgröße in jeder Zelle zu beobachten, werden sie im Normalfall gemittelt ausgegeben. In den Grenzschichten konvergiert die Lösung oft langsamer, die erhöhten Residuen können aber bei gut konvergierender Hauptströmung schnell im Mittel untergehen. Häufig sind daher die Wandwärmeströme noch nicht ausreichend konvergiert, selbst wenn anhand niedriger Mittelwerte eine gute Konvergenz der Lösung vermutet wird. Daher ist es besonders bei Wärmeströmen ratsam, ihre Entwicklung während der laufenden Rechnung zu beobachten. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ihre Auswertung automatisiert und während aller Berechnungen in bestimmten Iterationsintervallen durchgeführt. So konnte die Konvergenz anhand der letztlich auszuwertenden Größen realistisch beurteilt werden.

Zur Bestimmung von Wärmeübergangskoeffizienten mittels CFD gibt es prinzipiell zwei Methoden. Einmal kann mittels der Reynoldsanalogie die Nußeltzahl durch die Wandreibung ermittelt werden. Die Methode ist auch experimentell möglich und wurde z. B. von Owen et al. (1974) verwendet. Verbreiteter ist aber die direkte Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten gemäß Gleichung 2.7. Dafür wird der Wandwärmestrom \dot{q} , häufiger aber die Wandtemperatur T_w , vorgegeben, woraus die jeweils freie Größe resultiert. Die treibende Temperatur T_r wird am besten durch eine zweite CFD-Rechnung mit adiabaten Wänden bestimmt.

Hierbei muss aber beachtet werden, dass durch die in Abschnitt 2.1.2 erwähnte Vernachlässigung der Kopplung verschiedene Annahmen von \dot{q} bzw. T_w zu unterschiedlichen Ergebnissen führen. Die thermale Wandrandbedingung und die Wärmeübergangskoeffizienten beeinflussen sich also gegenseitig (vgl. Heselhaus,

1997). Vergleiche zwischen ungekoppelten und gekoppelten Rechnungen dieser Art werden unter anderen von Harrison & Bogard (2008), Starke et al. (2008) und Chaquet et al. (2011) gezeigt. Auch experimentelle Untersuchungen, bei denen Wärmeübergangskoeffizienten anhand gemessener Wärmeströme errechnet wurden, müssen hinsichtlich der thermalen Randbedingung beurteilt werden. Die wenigsten Untersuchungen basieren auf Messungen unter realen Betriebsbedingungen. Bei Messungen in so genannten *blow-down*-Kaskaden wird für weniger als eine Sekunde ein aerodynamisches Gleichgewicht aufrecht erhalten. Ein thermisches Gleichgewicht kann sich nicht einstellen und die gemessenen Wärmeströme gelten daher für die vor dem Versuch existierende Temperaturverteilung. Andererseits nutzt man gerade diesen Effekt, um aus dem zeitlichen Verlauf der Oberflächentemperatur den Wärmeübergangskoeffizient zu bestimmen (vgl. Dénos, 1996). Wärmeübergangskoeffizienten, die ohne thermisches Gleichgewicht bestimmt wurden, können also generell nur begrenzt für reale Triebwerksbedingungen angewandt werden. Dieser Nachteil tritt aber in fast allen aktuellen experimentellen und numerischen Untersuchungen auf.

2.3 Thermodynamische Prozessbetrachtung

Die Möglichkeiten zur thermodynamischen Beschreibung des Triebwerksprozesses sowie des Entspannungsprozesses in der Turbine waren schon lange vor den erwähnten numerischen Berechnungen bekannt. Zur thermodynamischen Prozessbetrachtung wird das Strömungsfeld auf einen repräsentativen Stromfaden reduziert, man spricht daher auch oft von eindimensionaler Analyse bzw. Auslegung. Bei der Prozessbetrachtung werden anstelle ganzer Strömungsfelder einfache Strömungsgrößen an bestimmten Schnittstellen des Triebwerks verwendet. Die wohl bekannteste Darstellung der thermodynamischen Prozesse im Triebwerk sind die so genannten *hs*-Diagramme, auch die Berechnung des Wirkungsgrads basiert auf dieser Betrachtungsweise (weitere Erklärungen finden sich u. a. bei Baehr, 1962).

Anstelle einer rein energetischen Betrachtung auf Basis des ersten Hauptsatzes der Thermodynamik sollten insbesondere in Bezug auf Wärmeströme Exergie- bzw. Entropie-basierte Ansätze verwendet werden (Rant, 1956; Denton, 1993). El-Masri (1985, 1986a,b) veröffentlichte eine umfassende Betrachtung auf Entropiebasis, die auch die Einbeziehung von Wärmeverlusten erlaubt. Wärmeströme tauchten später in Arbeiten zu Gasturbinenprozessen mit Zwischenkühlung (Chiesa & Macchi, 2002) und vor allem in thermodynamischen Modellierungen gekühlter Turbinen auf. Horlock et al. (2001) zeigten so, dass die Erhöhung des Wirkungsgrads durch Steigerung der Turbineneintrittstemperatur wegen des ebenfalls steigenden Kühl-

luftbedarfs begrenzt ist. Dieses Problem ließe sich durch Technologiesprünge bei der Schaufelkühlung zu höheren Temperaturen verschieben. Zusätzlich zeigten Wilcock et al. (2002) aber, dass bei Betrachtung der Realgaseigenschaften und den steigenden Brennstoffanteil im Gasgemisch ein Temperaturoptimum auftritt, dass durchaus im Bereich aktueller Turbineneintrittstemperaturen liegt. Young & Wilcock (2002a,b) und Wilcock et al. (2005) fassten danach die Erkenntnisse in beide Aspekte umfassenden Modellierungen zusammen. Die genannten Modellierungen beziehen sich auf das gesamte Triebwerk. Im Rahmen dieser Arbeit ist es ausreichend, sich auf die Turbine zu beschränken. Atkins & Ainsworth (2007) verwendeten eine thermodynamische Abschätzung, um zur Bestimmung eines adiabaten Wirkungsgrads die Wärmeverluste in ihrem Versuchsstand zu berücksichtigen. Die Abschätzung wurde anhand CFD-Berechnungen verifiziert.

Zur Reduktion der Strömung auf einen Stromfaden muss eine Mittelung durchgeführt werden. Die gemittelten Strömungsgrößen sollen die des Feldes in allen Eigenschaften wiedergeben. Da dies mathematisch unmöglich ist, müssen je nach Verwendungszweck unterschiedliche Mittelungsverfahren angewendet werden. Cumpsty & Horlock (2006) bieten hierfür eine gute Übersicht. Im Rahmen dieser Arbeit wurden zur thermodynamischen Betrachtung Totaltemperatur und -druck auf den Schnittflächen nach folgendem Ausdruck flussgemittelt:

$$\bar{\Phi} = \frac{\int_{(s)} \Phi \rho \vec{v} d\vec{s}}{\int_{(s)} \rho \vec{v} d\vec{s}} \quad (2.27)$$

Dieses Mittelungsverfahren ist einfach und entspricht bei kleinen Druckvariationen über die zu mittelnde Fläche fast dem optimalen aber komplexeren Verfahren, bei dem Energie und Exergie konstant gehalten werden.

Abbildung 2.1 zeigt den Entspannungsprozess eines Turbinenrotors im h - s -Diagramm. Ausgangspunkt ist der jeweils als „1a“ bezeichnete Eintrittszustand der Strömung. Beim Prozess im linken Diagramm wird die Strömung verlustfrei auf den Austrittszustand „2a“ entspannt, im rechten verlustbehaftet, also irreversibel. Bei der analytischen Betrachtung des Entspannungsprozesses mit Wärmeverlusten muss davon ausgegangen werden, dass der Wärmeverlust einfach überlagert wird, ohne die eigentliche Entspannung zu beeinflussen. Der Einfluss der infolge geringerer Temperaturen veränderten Fluideigenschaften ist laut Denton (1993) sekundär. Daher lautet die grundlegende Annahme, dass die Drücke und die durch Reibungsverluste erzeugte Entropie des Falls mit Wärmeverlust den Werten des adiabaten Falls entspricht. Die Wärmeverluste, die bereits vor Erreichen der Rotorpassage aufgetreten sind, bewirken, dass die Eintrittstemperatur sinkt. Die Wärmeverluste,

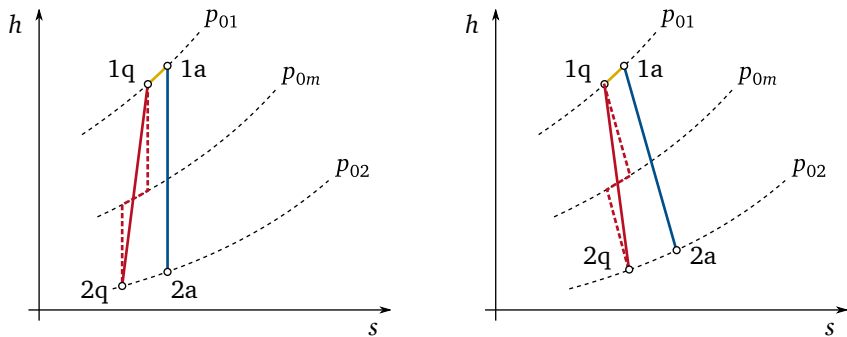


Abbildung 2.1: Darstellung des Turbinenentspannungsprozesses im h - s -Diagramm, links isentrop, rechts irreversibel

die in der Rotorpassage auftreten, senken während des Prozesses kontinuierlich die Entropie (durchgezogene rote Linien, Zustandsänderung von „1q“ nach „2q“). Die kontinuierliche Absenkung der Entropie kann wie von Atkins & Ainsworth (2007) durch eine einmalige isobare Wärmeabfuhr als Zwischenschritt repräsentiert werden (gestrichelte rote Linien). Dieser Ansatz wird in Abschnitt 3.1.7 verwendet, um die Leistungsabnahme eines Rotors infolge der Wärmeverluste zu modellieren.

3 Modelldefinition

3.1 Aufbau des Berechnungsmodells

Das vorgestellte Wärmeverlustmodell basiert auf der Idee, die Hochdruckturbine als Netzwerk von Wärmewiderständen und Massenströmen darzustellen. Stark abstrahiert kann man die Hochdruckturbine einerseits in feste Bauteile und andererseits in die sie umgebenden Lufträume einteilen. Die Lufträume lassen sich anhand des vorherrschenden Strömungszustands weiter in durchströmte Räume (Passagenströmung und Kavitäten des Sekundärluftsystems) und abgeschlossene Räume (Luftspalte) unterteilen. Jedes dieser drei Gebiete fließt auf unterschiedliche Weise in das Wärmeverlustmodell ein. Die Geometrie wird grundsätzlich rotationssymmetrisch abgebildet. Wärmeströme in Umfangsrichtung werden dadurch vernachlässigt.

Allgemein gilt in diesem Kapitel, dass für alle Strömungstemperaturen in den Energiebilanzen und Gleichungen der Wärmeleitung immer die Totalgrößen verwendet werden. Basierend auf dieser Regel wird der sonst übliche Index „0“ aus Gründen der Übersicht nicht verwendet.

3.1.1 Bauteile

Die Bauteile der Turbine stellen Wärmewiderstände dar. Bei dünnen Körpern, wie zum Beispiel Blechen, kann man davon ausgehen, dass der Wärmestrom nahezu ausschließlich zwischen den beiden großen Randflächen fließt. Unter Annahme eindimensionaler Wärmeleitung kann der auftretende Wärmestrom durch

$$\dot{Q} = \frac{T_{w,1} - T_{w,2}}{R_s} \quad (3.1)$$

beschrieben werden. Der Wärmewiderstand R_s ergibt sich aus der Elementdicke in Richtung des Wärmestroms, der durchdrungenen Fläche und der Wärmeleitfähigkeit:

$$R_s = \frac{d}{\lambda A} \quad (3.2)$$

Analog können neben dünnwandigen Bauteilen auch so genannte *thermal barrier coatings* oder Kontaktwiderstände über eindimensionale Wärmewiderstände modelliert werden.

Für komplexere Bauteile trifft die Annahme eindimensionaler Wärmeleitung nicht mehr zu. Da die Wärmeleitung in Festkörpern durch die lineare Differenzialgleichung (2.1) beschrieben wird, könnte in Anlehnung an den eindimensionalen Fall zwischen allen Flächen jeweils ein Wärmewiderstand definiert werden. Prinzipiell läuft dieser Ansatz auf die so genannte Randelementmethode (engl. Abkürzung *BEM*) hinaus, wie sie unter anderen von Sauter & Schwab (2004) beschrieben wird. Im aerothermalen Kontext wurde diese Methode bereits mehrfach angewandt, ein frühes Beispiel dafür findet sich bei Li & Kassab (1994).

Im Rahmen dieser Arbeit sollen hingegen komplexe Geometrien durch rotations-symmetrische, vierseitige Volumen abgebildet werden. Die Indizierung der Größen ist in Abbildung 3.1 gezeigt. Für stationäre, quellenfreie Wärmeleitung lässt sich Gleichung 2.1 vereinfachen. Durch Verwendung der integralen Transportgleichung 2.12 erhält man:

$$\int_{(A)} \frac{\partial T}{\partial \vec{x}} \vec{n} dA = 0 \quad (3.3)$$

Dieser Term kann durch die Mittelpunktsregel für ein beliebiges Element P approximiert werden:

$$\sum_i \left. \frac{\partial T}{\partial \vec{x}} \right|_i \vec{n}_i A_i = 0, \quad i = s, o, n, w \quad (3.4)$$

Durch Approximation der Ableitung an den Randflächen durch Zentrale Differenzen erhält man letztendlich die Temperatur eines Elements T_p in Abhängigkeit seiner Wandtemperaturen T_i :

$$\left[\sum_i \frac{A_i}{d_i} \right] T_p - \sum_i \frac{A_i}{d_i} T_i = 0 \quad (3.5)$$

Der Wärmestrom zu jeder Wand i ergibt sich aus:

$$\dot{Q}_i = \frac{\lambda A_i}{d_i} (T_i - T_p) \quad (3.6)$$

Gemäß der Definition des Normalenvektors in Abbildung 3.1 ist der Wärmestrom positiv, wenn er in das Element führt.

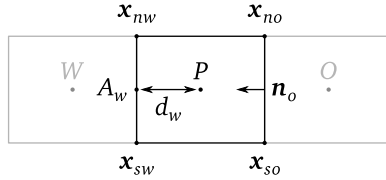


Abbildung 3.1: Schematische Skizze eines vierseitigen finiten Volumens

Die hier gezeigte Formulierung unterscheidet sich von der allgemein üblichen Formulierung (vgl. Schäfer, 2006) dadurch, dass die Elementtemperatur nicht in Abhängigkeit von den Temperaturen der benachbarten Elemente ausgedrückt wird. Dies erfordert ein Zwischenschalten von so genannten Wandelementen, führt aber bei der Implementierung zu einem allgemeineren Lösungsansatz, da die Volumelemente keine Informationen über die benachbarten Volumen benötigen. Die Implementierung der Randbedingungen, lokal unterschiedlicher Wärmeleitwerte und insbesondere der Fluidelemente wird dadurch vereinfacht. Die daraus resultierende höhere Anzahl unbekannter Größen ist angesichts der insgesamt geringen Modellgröße vernachlässigbar. Zur Berechnung der zusätzlichen Unbekannten, der Wandtemperatur nutzt man die Bedingung, dass an einer Wand k , die die Elemente i und j verbindet, der Wärmestrom an beiden Wandseiten gleich sein muss. Daraus folgt:

$$\left[\frac{A_i \lambda_i}{d_i} + \frac{A_j \lambda_j}{d_j} \right] T_k - \left[\frac{A_i \lambda_i}{d_i} \right] T_i - \left[\frac{A_j \lambda_j}{d_j} \right] T_j = 0 \quad (3.7)$$

3.1.2 Abgeschlossene Kavitäten

Abgeschlossene Kavitäten verhalten sich prinzipiell wie Bauteile und können durch eindimensionale Wärmewiderstände oder Finite Volumen dargestellt werden. Nimmt man an, dass das Fluid in der Kavität ruht, können die Wärmewiderstände analog zu denen der Bauteile berechnet werden.

Aufgrund des in der Kavität vorhandenen Temperaturgradienten stellt sich durch die Schwerkraft oder eventuell zusätzliche Volumenkräfte normalerweise eine Bewegung des Fluids ein. Der Einfluss dieser freien Konvektion kann durch Nußeltkorrelationen abgeschätzt werden und muss bei der Leitfähigkeit des Fluids als Faktor berücksichtigt werden. Die Nußeltzahl ist bei freier Konvektion im Normalfall eine Funktion der Grashofzahl, die wiederum von Wand- und Fluidtemperatur

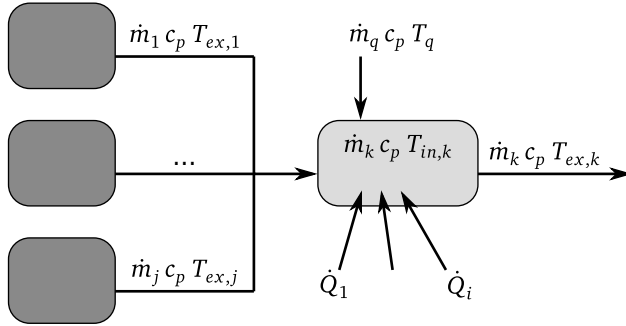


Abbildung 3.2: Strömungsnetzwerk aufeinanderfolgender Kavitäten

abhängt. Eine mathematisch korrekte Behandlung dieser Abhängigkeit würde zu einem nicht-linearen Gleichungssystem führen, daher müssen zur Bestimmung der Grashofzahl die Temperaturen vorher abgeschätzt werden. Es ist hierbei davon auszugehen, dass der Fehler durch die Temperaturabschätzung wesentlich geringer ist als der grundsätzliche Fehler durch die Beschreibung über Nußeltkorrelationen. Eine iterative Lösung ist daher unnötig.

3.1.3 Durchströmte Kavitäten

Im Gegensatz zu abgeschlossenen Kavitäten, die lediglich einen Wärmewiderstand darstellen, tritt bei durchströmten Kavitäten stets ein Massenstrom mit einer bestimmten Temperatur ein. Sind Fluid- und Wandtemperatur unterschiedlich, bildet sich eine thermale Grenzschicht aus. Die Wärmeleitung durch die Grenzschicht kann als eindimensionale Wärmeleitung durch Gleichung 3.1 beschrieben werden. Der Wärmewiderstand der Grenzschicht wird durch den Wärmeübergangskoeffizienten und die durchdrungene Fläche bestimmt:

$$R_f = \frac{1}{\alpha A} \quad (3.8)$$

Im Modell werden die Kavitäten der Sekundärluft und der Hauptstrom abgebildet, indem ihre Ein- und Austrittstemperaturen miteinander verknüpft werden. Der schematische Aufbau ist in Abbildung 3.2 verdeutlicht. Die Eintrittstemperatur

einer Kavität k ergibt sich aus dem mit dem Massenstrom gewichteten Mittel der Austrittstemperaturen aller vorherigen Kavitäten j und einem Quellterm:

$$T_{in,k} - \sum_j \frac{\dot{m}_j}{\dot{m}_k} T_{ex,j} = \frac{\dot{m}_{q,k}}{\dot{m}_k} T_{q,k} \quad (3.9)$$

$$\dot{m}_k = \sum_j \dot{m}_j + \dot{m}_{q,k} \quad (3.10)$$

Die Austrittstemperatur der Kavität k kann über eine Energiebilanz bestimmt werden. Dabei wird der Wärmestrom über alle Wände i summiert, positive Werte bedeuten wieder einen Wärmestrom in das Element:

$$T_{ex,k} - T_{in,k} - \sum_i \frac{\dot{Q}_i}{\dot{m}_k c_p} = 0 \quad (3.11)$$

Führt man zunächst allgemein eine den Wärmestrom treibende Temperatur T_r ein, erhält man folgende Formulierung:

$$T_{ex,k} - T_{in,k} + \left[\frac{1}{\dot{m}_k c_p} \sum_i \frac{1}{A_i \alpha_i} \right] T_{r,k} - \frac{1}{\dot{m}_k c_p} \sum_i \frac{T_{w,i}}{A_i \alpha_i} = 0 \quad (3.12)$$

Der Index i läuft hier über alle Wände der Kavität (Wandtemperatur $T_{w,i}$). Im Gegensatz zu den Festkörperelementen können die Fluidelemente beliebig viele Wände haben.

Die letzte Unbekannte ist die treibende Temperatur der Kavität, aus deren Differenz zur jeweiligen Wandtemperatur sich über den Wärmewiderstand der Grenzschicht letztendlich der Wärmestrom einstellt. Hierfür kann die aus der Energiebilanz resultierende Totaltemperatur am Eintritt der Kavität verwendet werden, im einfachsten Fall gilt für eine Kavität k also:

$$T_{r,k} = T_{in,k} \quad (3.13)$$

Die Verwendung der Eintrittstemperatur hat zur Folge, dass die Wärmeströme an den Wänden der Kavität sich unabhängig voneinander bzw. von der Austrittstemperatur einstellen. Theoretisch könnte dies auf den unphysikalischen Fall hinauslaufen, dass sich die Strömung in der Kavität auf eine Temperatur erhitzt, die über den

Wandtemperaturen liegt. Das Risiko kann vermieden werden, indem man die Austrittstemperatur oder eine Linearkombination beider Temperaturen verwendet:

$$T_{r,k} = \psi T_{in,k} + (1 - \psi) T_{ex,k} \quad (3.14)$$

Im Verlauf dieser Arbeit hat sich dieser Schritt nie als nötig erwiesen, da die Temperaturdifferenz zwischen Ein- und Austritt im Vergleich zur Temperaturdifferenz zwischen Eintritt und Wand stets klein war. Für alle in dieser Arbeit gezeigten Wärmeverlustmodelle wurde $\psi = 1$ verwendet.

Bei hohen Machzahlen kann die Totaltemperatur nicht mehr uneingeschränkt als treibende Temperatur verwendet werden. Die besser geeignete *recovery temperature* lässt sich durch Multiplikation von Gleichung 3.14 mit einem Faktor f_r bestimmen. Dieser ergibt sich aus den Gleichungen 2.10 und 2.11 unter Annahme turbulenter Grenzschichten zu:

$$f_r = \frac{1 + \frac{\kappa-1}{2} \text{Ma}^2 \text{Pr}^{1/3}}{1 + \frac{\kappa-1}{2} \text{Ma}^2} \quad (3.15)$$

3.1.4 Wände mit Filmkühlung

Bei filmgeköhlten Flächen ist die gemittelte Eintrittstemperatur für die Bestimmung der Wärmeströme ungeeignet, da die Flächen zumindest partiell vom Kühlmassenstrom benetzt sind. Die dadurch verursachte Absenkung der Fluidtemperatur nahe der Wand ist der Hauptmechanismus der Filmkühlung. Er wird beschrieben durch die Filmkühleffektivität, die definiert ist durch die Absenkung der treibenden Temperatur bezogen auf den Temperaturunterschied zwischen Heißgas und Kühlmassenstrom. Sind die treibende Temperatur des ungeköhlten Falls und die Totaltemperatur des Kühlmassenstroms bekannt, kann durch die Filmkühleffektivität die treibende Temperatur des geköhlten Falls bestimmt werden:

$$T_{r,c} = T_r (1 - \eta_c) + T_c \eta_c \quad (3.16)$$

Die aus Gleichung 3.14 resultierende Temperatur ist bei filmgeköhlten Flächen demnach durch den obigen Ausdruck zu erweitern.

3.1.5 Rotierende Wände

In Rotorpassagen und in den umliegenden Kavitäten treten üblicherweise rotierende Wände auf. In diesem Fall muss die für den Wärmestrom relevante Totaltemperatur im drehenden Relativsystem bestimmt werden. Die aus der Energiebilanz resultierende Totaltemperatur im Absolutsystem kann durch einen Faktor in das Relativsystem umgerechnet werden:

$$T_{r,rel} = T_{r,abs} \frac{1 + \frac{\kappa-1}{2} \text{Ma}_{rel}^2}{1 + \frac{\kappa-1}{2} \text{Ma}_{abs}^2} \quad (3.17)$$

Bei den erwarteten kleinen Temperaturänderungen sind die Machzahlen im Absolut- und Relativsystem der Kavität unabhängig von den Wärmeströmen. Der Umrechnungsfaktor kann dadurch im Modell als Konstante betrachtet werden.

3.1.6 Kavitäten mit mehreren Austritten

Für den Fall, dass eine Kavität mehrere Austritte hat, muss die prozentuale Aufteilung ihres Gesamtmassenstroms

$$\dot{m}_{k,j} = f_{m,j} \dot{m}_k \quad (3.18)$$

auf die einzelnen Austrittsmassenströme berücksichtigt werden. Die in einer Kavität aufgenommene Wärme verteilt sich nicht zwangsweise gleich auf alle Teilmassenströme, so dass die prozentuale Aufteilung der Wärme durch einen weiteren Faktor separat berücksichtigt werden muss:

$$\dot{Q}_j = f_{Q,j} \sum_i \dot{Q}_i \quad (3.19)$$

Anstelle von Gleichung 3.12 tritt für jeden Austritt je eine separate Gleichung zur Temperaturbestimmung:

$$T_{ex,k,j} - T_{in,k} + \left[\frac{f_{m,j}/f_{Q,j}}{\dot{m}_k c_p} \sum_i \frac{1}{A_i \alpha_i} \right] T_{r,k} - \frac{f_{m,j}/f_{Q,j}}{\dot{m}_k c_p} \sum_i \frac{T_{w,i}}{A_i \alpha_i} = 0 \quad (3.20)$$

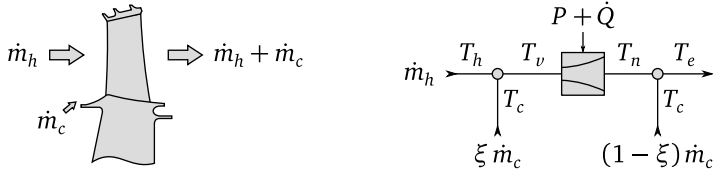


Abbildung 3.3: Schematische Darstellung des Rotormodells

3.1.7 Leistungsberechnung für Rotoren

Im Unterschied zu Kavitäten und Statorpassagen wird in den Rotorpassagen Arbeit verrichtet. Gleichung 3.12 muss für Rotoren daher um den Quellterm $P/\dot{m}_k c_p$ auf der rechten Seite erweitert werden, der die Temperaturveränderung durch verrichtete Arbeit beschreibt. Gemäß der gewählten Vorzeichenkonvention ist die Arbeit eines Turbinenrotors negativ, da dem Fluid Energie entzogen wird.

Abbildung 3.3 zeigt die schematische Darstellung einer exemplarischen Rotorpassage, deren Massenstrom sich aus dem Haupt- und einem Sperrluftmassenstrom zusammensetzt ($\dot{m}_k = \dot{m}_h + \dot{m}_c$). Wie in Abschnitt 2.3 beschrieben werden Leistungs- und Wärmeabgabe im Rotor als zwei voneinander unabhängige Prozesse überlagert. Der parallel stattfindende Mischungsprozess des Hauptstroms mit der Sperrluft wird in einen vor- und einen nachgelagerten Mischungsprozess aufgeteilt. Die Aufteilung ist notwendig, da davon auszugehen ist, dass die zugeführte Sperrluft nicht vollständig als Arbeitsmedium wirkt. Im Grenzfall $\xi = 1$ würde sich eine durch heißere Sperrluft erhöhte Temperatur in der Passage voll auf die Rotorleistung auswirken, bei $\xi = 0$ hingegen erst auf die Leistung der Folgestufen.

Ausgangspunkt bilden die Ein- und Austrittstemperaturen des adiabaten Falls. Die Leistung der adiabaten Turbine ist definiert durch:

$$P_{ad} = \dot{H}_{n,ad} - \dot{H}_{v,ad} = (\dot{m}_h + \xi \dot{m}_c) c_p (T_{n,ad} - T_{v,ad}) \quad (3.21)$$

Aus Totaldruck und Totaltemperatur vor und nach dem adiabaten Entspannungsprozess lässt sich direkt die durch Irreversibilitäten entstandene Entropie bestimmen:

$$\delta \dot{S}_i = (\dot{m}_h + \xi \dot{m}_c) \left[c_p \log \frac{T_{n,ad}}{T_{v,ad}} - R \log \frac{p_n}{p_v} \right] \quad (3.22)$$

Bei der Betrachtung des Entspannungsprozesses mit Wärmeverlust wird davon ausgegangen, dass sich die Drücke und die Prozessentropie $\delta \dot{S}_i$ nicht ändern. Im Vergleich zum adiabaten Prozess treten folgende drei Unterschiede auf:

1. Durch Wärmeströme in den vorgelagerten Passagen und Kavitäten ändert sich die Eintrittstemperatur T_v von $T_{v,ad}$ auf $T_{v,q}$.
2. Der Entspannungsprozess wird von einem Wärmeverlust überlagert. Dadurch ändert sich nochmals die Austrittstemperatur T_n .
3. Die Eintrittstemperatur der Folgestufe T_e ändert sich durch die nachgelagerte Ausmischung zusätzlich in Abhängigkeit von T_c . Dies hat aber auf den Prozess der aktuellen Stufe keinen Einfluss.

Der beschriebene Prozess ist in Abbildung 3.4 gezeigt. Die veränderte Eintrittstemperatur sorgt für eine Entropiedifferenz am Eintritt zwischen dem adiabaten und dem nicht-adiabaten Fall, die folgendermaßen bestimmt werden kann:

$$\Delta\dot{S}_v = (\dot{m}_h + \xi\dot{m}_c) c_p \log \frac{T_{v,q}}{T_{v,ad}} \quad (3.23)$$

Der der Entspannung überlagerte Wärmeverlust wird als isobare Wärmeabgabe beginnend bei einer Übergangstemperatur

$$T_m = \theta T_{v,ad} + (1 - \theta) T_{n,ad} \quad (3.24)$$

definiert. Die daraus resultierende Entropiedifferenz ergibt sich aus:

$$\Delta\dot{S}_q = (\dot{m}_h + \xi\dot{m}_c) c_p \log \frac{T_m + \frac{\dot{Q}}{\dot{m}_h + \xi\dot{m}_c}}{T_m} \quad (3.25)$$

Die Wahl der Übergangstemperatur T_m hat entscheidenden Einfluss auf das Leistungsverhalten des Rotors. Ist der Einflussfaktor des Wärmeverlustes $\theta = 1$, so wirkt sich der Wärmeverlust auf den Entspannungsprozess so aus, als würde die Wärme dem Fluid schon vor der Entspannung komplett entzogen, was zur maximalen Leistungsabnahme führt. Im Fall von $\theta = 0$ würde sich der während der Entspannung auftretende Wärmeverlust erst auf die folgenden Rotoren auswirken. Die Leistungsabnahme im betrachteten Rotor wäre null.

Zusammenfassend führt die Präsenz von Wärmeverlusten zu unterschiedlichen Werten der Entropie an Ein- und Austritt. Dadurch verändert sich das dem Rotor bei der Entspannung von p_v auf p_n zur Verfügung stehende Enthalpiegefälle. Die Enthalpieänderung am Austritt lässt sich durch

$$\Delta\dot{H}_q = (\dot{m}_h + \xi\dot{m}_c) c_p T_{n,ad} \left[e^{\frac{\Delta\dot{S}_v + \Delta\dot{S}_q}{(\dot{m}_h + \xi\dot{m}_c) c_p}} - 1 \right] \quad (3.26)$$

bestimmen. Diese Modellierung wurde bereits von Atkins & Ainsworth (2007) verwendet und experimentell validiert. Atkins und Ainsworth nahmen für den Einflussfaktor des Wärmeverlustes $\theta = 0,5$ an und benutzten anstelle von Gleichung 3.26 die Näherung:

$$\Delta\dot{H}_q \approx T_{n,ad} \left(\Delta\dot{S}_v + \Delta\dot{S}_q \right) \quad (3.27)$$

Die Näherung von Atkins und Ainsworth hängt logarithmisch von Eingangstemperatur und Wärmestrom ab. Setzt man die Beziehungen 3.23 und 3.25 in Gleichung 3.26 ein, ergibt sich folgende Abhängigkeit:

$$\Delta\dot{H}_q = (\dot{m}_h + \xi\dot{m}_c) c_p T_{n,ad} \left[\frac{T_{v,q}}{T_{v,ad}} \frac{T_m + \frac{\dot{Q}}{\dot{m}_h + \xi\dot{m}_c}}{T_m} - 1 \right] \quad (3.28)$$

Da \dot{Q} selbst wieder von der Ein- und Austrittstemperatur des Rotors abhängt, ist auch diese Beziehung nicht linear. Diese nicht-lineare Abhängigkeit führt zu Konsequenzen bei der Lösung des Gleichungssystems, die im Folgenden noch beschrieben werden.

Aus dem $\dot{H}\dot{S}$ -Diagramm in Abbildung 3.4 werden weiter folgende Beziehungen ersichtlich:

$$\begin{aligned} P_{ad} &= \dot{H}_{n,ad} - \dot{H}_{v,ad} \\ P_q &= \dot{H}_{n,q} - \dot{H}_{v,q} \\ \Delta\dot{Q}_v &= (\dot{m}_h + \xi\dot{m}_c) c_p (T_{v,q} - T_{v,ad}) \\ \dot{H}_{v,q} &= \dot{H}_{v,ad} + \Delta\dot{Q}_v \\ \dot{H}_{n,q} &= \dot{H}_{n,ad} + \Delta\dot{H}_q \end{aligned}$$

Nun lässt sich folgende Beziehung zwischen der Rotorleistung mit und ohne Wärmeverlusten aufstellen:

$$P_q = P_{ad} + \Delta\dot{H}_q - \Delta\dot{Q}_v - \dot{Q} \quad (3.29)$$

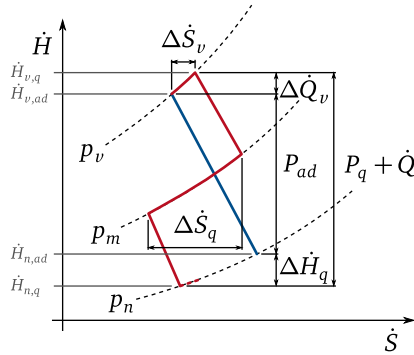


Abbildung 3.4: Turbinenprozess mit Wärmeverlusten im $H\dot{S}$ -Diagramm

3.1.8 Aufstellung und Lösung des Gleichungssystems

Mit Ausnahme der Leistungsberechnung für Rotoren lassen sich alle hergeleiteten Gleichungen in einem linearen Gleichungssystem der Form

$$\mathbf{M} \times \vec{x} = \vec{b} \quad (3.30)$$

abbilden und lösen. Der Vektor \vec{x} enthält die zu berechnenden Temperaturen und Massenströme aller Elemente. Beim Aufbau der Systemgleichung muss beachtet werden, dass die Elemente eine jeweils unterschiedliche Anzahl an unbekannten Temperaturen haben. Die zur Lösung notwendigen Systemgleichungen sollen an dieser Stelle zusammengefasst werden:

1. Wärmeleiter haben mit der Elementtemperatur eine Unbekannte. Sie wird durch Gleichung 3.5 bestimmt.
2. Die Temperaturen der Wandelemente werden nach Gleichung 3.7 bestimmt.
3. Abgeschlossenen Kavitäten werden wie Festkörper als einfache Wärmeleiter modelliert. Die Wärmeleitfähigkeit des ruhenden Fluids ist bei Bedarf durch geeignete Korrelationen für natürliche Konvektion anzupassen.
4. Für durchströmte Kavitäten müssen Ein- und Austrittstemperatur nach den Energiebilanzen 3.9 und 3.12 berechnet werden.
5. Abgesehen vom Spezialfall, dass als treibende Temperatur direkt die Eintrittstemperatur verwendet werden soll, muss sie für jede durchströmte Kavität

zusätzlich durch Gleichung 3.14 bestimmt werden. Bei hohen Machzahlen sollte die Gleichung mit dem Faktor aus Gleichung 3.15 korrigiert werden.

6. Für jede Wand mit Filmkühlung muss anstelle der reinen Treibenden Temperatur eine gemäß Gleichung 3.16 angepasste Temperatur verwendet werden.
7. Bei rotierenden Wänden muss die Totaltemperatur aus der Energiebilanz zudem vorher durch Gleichung 3.17 in das Relativsystem umgerechnet werden.
8. In jeder Kavität mit mehreren Austritten muss, sofern unterschiedliche Austrittstemperaturen erwünscht sind, die Gleichung zur Bestimmung der Austrittstemperatur durch jeweils eine Gleichung 3.20 pro Austritt ersetzt werden.

Die Implementierung des Löses ist objektorientiert (vgl. Oestereich, 2001). Er ist stark modular aufgebaut, so dass mit nur geringem Aufwand weitere Elementtypen definiert werden können.

Praktisch wird beim Aufbau des Gleichungssystems jedem Element eine vom Element selbst zu bestimmende Zahl an Zeilen in der Systemmatrix M zugewiesen. Jedes Element besetzt die ihm zugewiesenen Zeilen eigenständig, wobei die Zeilenindizes der benachbarten Elemente bekannt sein müssen, um die Matrixkoeffizienten in die richtigen Spalten einzuordnen. Die Lösung wird durch LU-Zerlegung erreicht und ist, soweit die Berechnung von Fließkommazahlen es zulässt, exakt. Bei einer Größenordnung von 500 Elementen dauert die Berechnung auf einem aktuellen Rechner etwa 100 Millisekunden was eine weitere Optimierung des Gleichungslösers überflüssig macht.

Aus dem berechneten Temperaturfeld können die Wärmeströme direkt bestimmt werden. Im Vergleich zu den anderen Systemgleichungen ist die Leistungskorrektur für Rotoren nicht linear, da die Wärmeströme logarithmisch einfließen. Eine Lösungsmöglichkeit wäre, die Entropiegleichungen ähnlich wie die Näherungsformel 3.27 von Atkins und Ainsworth zu linearisieren. Einerseits könnte dadurch die nicht-adiabate Turbinenleistung direkt bestimmt werden, andererseits führte die Linearisierung zu einem Fehler. Da die Rückkopplung der Leistungskorrektur auf die Wärmeströme nur sehr gering ist, bietet sich anstelle der Linearisierung eine iterative Lösung an. Daher wird nach der Bestimmung der Materialtemperaturen bzw. der Wärmeströme in einem zweiten Schritt die Leistung der Rotoren korrigiert. Durch die sich dadurch ändernden Temperaturen am Rotoraustritt muss diese aufeinander folgende Berechnung von Temperaturen und Rotorleistung iterativ wiederholt werden, bis sich Konvergenz einstellt. Im Normalfall hängen die Eintrittstemperaturen jeder Passage lediglich von den Temperaturen der Passage und Kavitäten

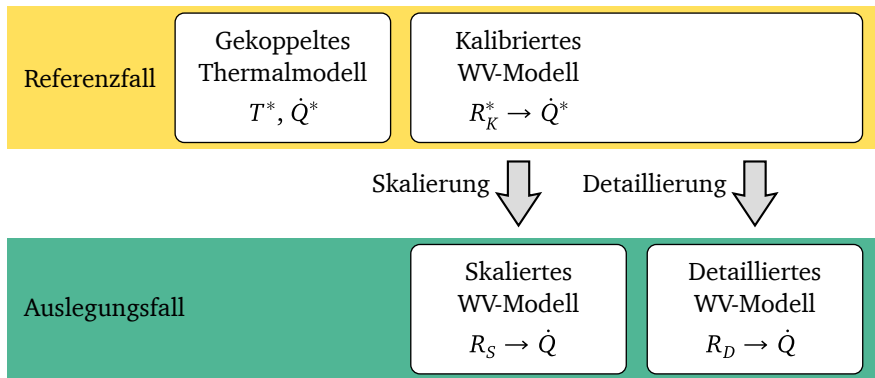


Abbildung 3.5: Anwendungsstrategie zur Erstellung eines Wärmeverlustmodells

der vorherigen Schaufelreihe ab. Ist das der Fall, ist das System konvergiert, wenn die Anzahl an Iterationen der Anzahl an Rotorschaufelreihen entspricht. Würde Sekundärluft von den hinteren Schaufelreihen nach vorne zurückgeführt, wäre das Iterationsverfahren theoretisch schwingungsanfällig. Dieses Problem könnte aber einfach durch Relaxationsfaktoren behoben werden.

3.2 Anwendungsstrategie

Die Anwendungsstrategie ist in Abbildung 3.5 gezeigt. Dieser Abschnitt gibt einen kurzen Überblick über die Arbeitsschritte, die zur Erstellung eines Wärmeverlustmodells notwendig sind. In den folgenden Abschnitten werden die einzelnen Schritte genauer erläutert. Die Größen des Referenzfalls sind hier und im weiteren Verlauf der Arbeit mit einem Stern gekennzeichnet.

Es ist ersichtlich, dass der Modellaufbau auf sehr starken Vereinfachungen beruht. Um dennoch eine zufriedenstellende Genauigkeit bei der Vorhersage der auftretenden Wärmeströme zu erreichen, muss das Modell kalibriert werden. Betrachtet man sich den Auslegungsprozess in einer Firma für Flugantriebe oder Gasturbinen anderer Art, so kann man davon ausgehen, dass dort in der Vergangenheit bereits ähnliche Hochdruckturbinen entwickelt wurden. Im Normalfall existieren von den Vorgängerturbinen komplexe Aerothermalmodelle. Oft sind diese sogar an verfügbare Messungen angepasst und liefern verlässliche Daten. Die umfangreichen Daten ähnlicher Vorgängerprojekte eignen sich hervorragend zur Kalibrierung des in dieser Arbeit entwickelten Wärmeverlustmodells. Die zur Kalibrierung verwendete

Turbine soll im Folgenden als „Referenzturbinen“ bezeichnet werden. Ziel der Kalibrierung ist ein Wärmeverlustmodell, das die bei der Referenzturbinen auftretenden Wärmeströme möglichst genau wiedergibt.

Das kalibrierte Modell wird danach auf die auszulegende Turbinen angewendet. Dabei müssen die Modellparameter angepasst werden. Dieser Vorgang wird als „Skalierung“ bezeichnet. Um das Wärmeverlustmodell vom Referenzfall auf die auszulegende Turbinen zu skalieren, müssen geeignete Ähnlichkeitsbeziehungen verwendet werden. Das skalierte Wärmeverlustmodell ist in der Lage, die bei der auszulegenden Turbinen auftretenden Wärmeströme und den Einfluss auf die Turbinenleistung abzuschätzen.

Im späteren Verlauf der Entwicklungsphase werden detaillierte Berechnungen des aerodynamischen sowie des thermalen Verhaltens der Turbinen durchgeführt. Die hieraus gewonnenen Erkenntnisse können verwendet werden, um die durch Ähnlichkeitsbeziehungen skalierten Modellparameter partiell zu ersetzen. Durch diesen „Detaillierung“ genannten Vorgang soll die Vorhersagegenauigkeit des Wärmeverlustmodells Schritt für Schritt erhöht werden.

3.3 Kalibrierung

Bei der Kalibrierung werden die in Abschnitt 3.1 aufgestellten Gleichungen durch Kalibrierungsfaktoren so angepasst, dass für die Referenzturbinen die korrekten Wärmeströme und Temperaturen vorhergesagt werden. Resultat der Kalibrierung sind hauptsächlich die kalibrierten Wärmewiderstände des Referenzfalls $R_{K,i}^*$.

3.3.1 Kalibrierung eindimensionaler Wärmewiderstände

Sind bei als eindimensionale Festkörper modellierten dünnen Wänden beide Wandtemperaturen und der Wärmestrom bekannt, kann der Wärmewiderstand in Gleichung 3.2 direkt durch Multiplizieren mit einem Kalibrierungsfaktor kalibriert werden. Der Faktor kann durch Gleichung 3.1 eindeutig bestimmt werden. Für die Grenzschichtwiderstände, die stets eindimensional sind, kann analog vorgegangen werden.

3.3.2 Kalibrierung mehrdimensionaler Wärmewiderstände

Dickere Wände werden als vierseitigen, rotationssymmetrischen Festkörperelemente modelliert. Hier ergeben sich analog pro Element vier Kalibrierungsfaktoren. Sind

Wärmeströme und Temperaturen an allen Grenzflächen bekannt, können auch diese Elemente eindeutig kalibriert werden. Werden einzelne Bauteile der Turbine durch mehrere Elemente abgebildet, ist es jedoch meistens zweckmäßiger, die Kalibrierung so vorzunehmen, dass sich lediglich an den Schnittstellen der Bauteile (z. B. zwischen Endwand und Kavität) der korrekte Gesamtwärmestrom einstellt. Bei diesem Vorgehen können die Kalibrierungsfaktoren aber nicht mehr eindeutig bestimmt werden.

Das implementierte Wärmeverlustmodell bietet eine Funktion zur automatischen Kalibrierung an. Dabei wird eine Zielfunktion minimiert, die sich aus den quadratischen Abweichungen der berechneten zu den gewünschten Wärmeströmen an allen Schnittstellen ergibt. Zusätzlich enthält die Zielfunktion noch einen Term, der zu hohe Abweichungen der Kalibrierungsfaktoren von eins bestraft.

3.3.3 Weitere Kalibrierung der Fluidelemente

Neben den Grenzschichtwiderständen können bei Fluidelementen noch zwei weitere Eigenschaften durch Faktoren kalibriert werden:

Die Filmkühleffektivität in Gleichung 3.16 führt allgemein betrachtet dazu, dass die Fluidtemperatur eines bestimmten Eintritts (hier T_c genannt) auf der betreffenden Fläche einen höheren Einfluss hat als alleine durch die mittlere Fluidtemperatur. Dieser Effekt spielt nicht nur bei filmgekühlten Flächen eine Rolle, denn die Temperatur des aus dem Spalt zwischen Rotor und Stator austretenden Massenstroms dürfte zum Beispiel auch einen höheren Einfluss auf den Wärmeübergang an der Rotornabe haben. Die Filmkühleffektivität kann hier zur Kalibrierung der treibenden Temperatur verwendet werden.

Bei Kavitäten mit mehreren Austritten muss zusätzlich aus den Daten des Referenzfalls die Verteilung der Wärme auf die Teilmassenströme gemäß Gleichung 3.19 bestimmt werden.

3.4 Skalierung

Durch die Kalibrierung des Modells werden die Wärmeverluste der Referenzturbinen möglichst genau vorhergesagt. Die Kalibrierung kompensiert die Fehler, die durch die starke Vereinfachung zwangsweise entstehen. Stünden vergleichbar verlässliche Vorhersagen der Wärmeverluste der neuen Turbinen zur Verfügung, könnte auch das Wärmeverlustmodell für die neue Turbinen kalibriert werden. Dabei kann wegen der vorausgesetzten Ähnlichkeit beider Fälle davon ausgegangen werden, dass

die Kalibrierungsfaktoren beider Modelle sich nicht stark unterscheiden würden. Dies führt zu der Annahme, dass die Verwendung der Kalibrierungsfaktoren des Referenzfalls auch für das Wärmeverlustmodell der neuen Turbine zu einer guten Vorhersagegenauigkeit führen sollte. Die bekannten physikalischen Größen in den oben aufgestellten Modellgleichungen müssen angepasst werden. Das Resultat sind die skalierten Wärmewiderstände des Auslegungsfalls:

$$R_{S,i} = R_{K,i}^* \Phi_{S,i} \quad (3.31)$$

Der „Skalierung“ genannte Arbeitsschritt besteht aus der Bestimmung der Skalierungsfaktoren.

3.4.1 Skalierung der Festkörperwiderstände

Der Wärmewiderstand eines Festkörpers mit eindimensionaler Wärmeleitung hängt gemäß Gleichung 3.2 von der Elementdicke, der vom Wärmestrom durchdrungenen Fläche und dem Wärmeleitwert des Materials ab. Vergleicht man die jeweiligen Festkörper im Referenzmodell und in der neuen Turbine, wird davon ausgegangen, dass der Unterschied des Wärmewiderstands alleine von diesen drei Parametern abhängt. Bei Festkörpern, die durch mehrere zweidimensionale Elemente dargestellt werden, kann der geometrische Einfluss auf den Wärmewiderstand analog durch Änderung der Koordinaten beschrieben werden (siehe Abbildung 3.1).

3.4.2 Skalierung der Grenzschichtwiderstände

Nach Gleichung 3.8 hängen die Grenzschichtwiderstände zum einen wie Festkörperwiderstände von der durchdrungenen Fläche ab. Zum anderen muss auch der Wärmeübergangskoeffizient angepasst werden. Verwendet man die Definition der Nußeltzahl, kann die Anpassung durch folgende Gleichung ausgedrückt werden:

$$\alpha = \alpha^* \frac{\lambda}{\lambda^*} \frac{L^*}{L} \frac{\text{Nu}_L}{\text{Nu}_L^*} \quad (3.32)$$

Die Änderung des Wärmeübergangskoeffizienten hängt also vom Verhältnis der Fluidleitfähigkeit, einem Referenzlängenverhältnis und dem Quotienten der Nußeltzahlen beider Configurationen ab.

Im Gegensatz zu den übrigen für die Skalierung verwendeten Einflussfaktoren ist die Änderung der Nußeltzahl nicht bekannt. Sie hängt stark vom Strömungsfeld

ab, dass die jeweilige Wand umgibt. Beim Anpassen des Referenzmodells für die neue Turbine muss die Änderung der Nußeltzahl über Ähnlichkeitsbeziehungen abgeschätzt werden. Diese Abschätzung ist der schwierigste Schritt der Skalierung, denn es gibt keine eindeutige analytische Lösung.

Wie in Kapitel 2 erwähnt, bauen nahezu alle in der Literatur verfügbaren Korrelationen auf der allgemeinen Form $Nu = C Re^n Pr^m$ auf. Tabelle 3.1 zeigt einige für den Bereich der Turbomaschinen relevante Beispiele. Laut Shevchuk (2001) hängt die Konstante C von Geometrie, Strömungszustand und den Randbedingungen, hier insbesondere vom Verlauf der Wandtemperatur ab. Die Exponenten n und m seien hingegen nur vom Strömungszustand abhängig. Für einfache Konfigurationen existieren Lösungen, die lediglich von Reynolds- und Prandtlzahl abhängen. Für komplexere Konfigurationen ist meist die Konstante C als Funktion weiterer Parameter gegeben.

Interessanterweise neigen die Korrelationen für Konfigurationen mit stark perturbierten Strömungen zu niedrigeren Werten für n . Bailey & Bunker (2003) verglichen zum Beispiel gemessene Nußeltzahlen verschiedener Arbeiten zu gerippten Kanälen und stellten dabei fest, dass die durch die Dittus-Boelter-Korrelation normierte Nußeltzahl bei den gezeigten Messungen für steigende Reynoldszahlen stets sinkt, was gleichbedeutend mit $n < 0,8$ ist. Eine mögliche Erklärung für diese Tendenz ist der steigende Anteil an Totwassergebieten in der Strömung. Zur Berechnung der Reynoldszahl wird eine globale Geschwindigkeit als Referenzwert verwendet. Das lokale Geschwindigkeitsniveau in Totwassergebieten ist im Extremfall unabhängig von dieser Referenzgeschwindigkeit und damit auch von der Reynoldszahl. Lokal würde dies dadurch auch für die Nußeltzahl gelten, was gleichbedeutend mit $n = 0$ ist. Global stellt sich dadurch eine Abhängigkeit von Re^n mit $0 \leq n \leq 0.8$ ein.

Geht man bei der Skalierung zunächst davon aus, dass n und m bekannt sind und die Konstante C bei Referenz- und Auslegungsfall unverändert bleibt, so führt dies zu folgendem Ausdruck für die Skalierung der Nußeltzahl:

$$Nu = Nu^* \left(\frac{Re}{Re^*} \right)^n \left(\frac{Pr}{Pr^*} \right)^m \quad (3.33)$$

Die Bedingung $C^* = C$ setzt voraus, dass die Geometrien und Temperaturfelder von Auslegungs- und Referenzfall ähnlich sind. Zum Temperaturfeld ist anzumerken, dass es hier vor allem auf die räumliche Temperaturverteilung ankommt. Unterschiedliche Absolutwerte haben nahezu keine Auswirkungen auf C . Sofern für die jeweilige Strömungskonfiguration keine geeignete Nußeltkorrelation bekannt ist, sollte die Skalierung mit $n = 0,8$ durchgeführt werden. Gleiches gilt auch für $m = 1/3$. Nahezu alle Korrelationen aus der Literatur weisen ungefähr diesen Wert

Quelle	Strömungstyp	C	n	m
Dittus und Boelter ^a	Kanalströmung	0,023	0,8	0,3
Kraußold (1933)	Rohrströmung	0,024	0,8	0,37
Sieder & Tate (1936)	Ebenfalls Kanalströmung	0,036	0,8	1/3
Anderson & Saunders (1953)	Freie rotierende Scheibe (Außenseite)	-	2/3	-
Dorfman (1963)	Freie rotierende Scheibe (Stirnseite)	0,0197	0,8	0,6
Kapinos (1965)	Rotierende Scheibe mit radialem Massenstrom	$f(\dot{m})$	0,8	-
Owen et al. (1974)	Freie rotierende Scheibe (Stirnseite)	0,0171	0,814	-
Wittig et al. (1987); Willenborg et al. (2000)	Gestufte Labyrinthdichtung	$f(\text{Geo.})$	0,5–0,8	-
Childs et al. (1992)	Rotierende Scheibe, Innenseite mit Stator ohne Deckband	$f(\text{Geo.})$	0,853 ^b	-
Rallabandi et al. (2009, 2011)	Gerippter Kanal	$f(\text{Geo.})$	0,57–0,59	0,4

Tabelle 3.1: Nußeltkorrelationen für turbulente Strömungen in Turbomaschinen

^a Als Herkunft dieser Korrelation wird i. A. die Arbeit von Dittus & Boelter (1930) zitiert. De facto kommt die genannte Gleichung dort aber so nicht vor sondern ist durch fehlerhaftes zitieren entstanden. (vgl. Winterton, 1998)

^b Neben der auf der Durchströmung basierenden Reynoldszahl existiert noch eine weitere Abhängigkeit von der Reynoldszahl der Rotation mit $n = 0.21$.

für m auf. Zusätzlich ist anzunehmen, dass die Prandtlzahl zwischen Referenzfall und neuer Turbine nahezu unverändert bleibt und der Einfluss des Exponenten m daher gering ist. Sind spezialisierte Nußeltkorrelationen bekannt, die Abschätzungen für C in Abhängigkeit von weiteren Parametern enthalten, so kann dies durch einen weiteren Skalierungsfaktor C/C^* in Gleichung 3.33 berücksichtigt werden. Die Tauglichkeit dieses Ansatzes soll in Kapitel 4 geprüft werden.

3.5 Detaillierung

Es ist davon auszugehen, dass im Verlauf der Auslegung komplexere Berechnungen einzelner Teilbereiche der Hochdruckturbine durchgeführt werden. Hierzu zählen insbesondere zwei- und dreidimensionale Thermalmodelle der Bauteile und ungekoppelte CFD-Berechnungen der Passagen- und Kavitationsströmung. Berechnungsergebnisse dieser Art sollen verwendet werden können, die Vorhersagegenauigkeit des erstellten Wärmeverlustmodells zu erhöhen.

Das an einem Referenzfall kalibrierte Wärmeverlustmodell wurde für die erste Abschätzung der Wärmeverluste durch die im vorherigen Abschnitt beschriebene Skalierung auf den Auslegungsfall übertragen. Hierbei wurden Skalierungsfaktoren angewandt, die den Einfluss sich ändernder Kenngrößen beschreiben. Das Grundprinzip des „Detaillierung“ genannten Arbeitsschrittes ist, diese Skalierungsfaktoren $\Phi_{S,i}$ durch so genannte Detaillierungsfaktoren $\Phi_{D,i}$ zu ersetzen. Es ist nicht notwendig, alle Skalierungsfaktoren zu ersetzen. Vielmehr sollen sie einzeln ersetzt werden, wann immer der Fortschritt in der Auslegung Berechnungsergebnisse liefert, die sich hierfür eignen. Dadurch wird eine sukzessive Erhöhung der Vorhersagegenauigkeit erzielt. Wird die Detaillierung bis zum Ende der Auslegung oder sogar darüber hinaus fortgeführt, entspricht das so detaillierte Modell letzten Endes einem kalibrierten Modell des aktuellen Auslegungsfalls und stellt einen Ausgangspunkt für Folgeprojekte dar.

Das Vorgehen bei der Detaillierung soll anhand einer Schaufelpassage beispielhaft beschrieben werden: Ausgangspunkt bilden die Wärmewiderstände der Grenzschichten in der Schaufelpassage, die mittels Skalierung vom kalibrierten Referenzmodell angepasst wurden. Sobald in der Auslegung CFD-Modelle der Passagenströmung verfügbar sind, können unter Vorgabe von Wandtemperatur oder -wärmestrom Wärmeübergangskoeffizienten berechnet werden.

Die abgeleiteten Grenzschichtwiderstände R_i enthalten keine Kopplungseffekte und sollten daher nicht direkt für das Wärmeverlustmodell verwendet werden. Dieses Manko kann behoben werden, indem mit einem vergleichbaren CFD-Modell

des Referenzfalls auch für diesen Grenzschtichtwiderstände R_i^* ohne Kopplungseffekte berechnet werden.

Die kalibrierten Grenzschtichtwiderstände des Referenzmodells $R_{K,i}^*$ enthalten die Kopplungseffekte der Referenzturbine, da sie anhand gekoppelter Thermalmodelle kalibriert wurden. Unter der Annahme, dass der Einfluss der Kopplung bei Referenz- und Auslegungsfall gleich wirkt, können die Skalierungsfaktoren der Wärmewiderstände durch Detaillierungsfaktoren ersetzt werden, der dem Quotienten der ungekoppelten Wärmewiderstände entspricht. Anstelle der skalierten Wärmewiderstände nach Gleichung 3.31 treten die detaillierten Wärmewiderstände:

$$R_{D,i} = R_{K,i}^* \Phi_D = R_{K,i}^* \frac{R_i}{R_i^*} \quad (3.34)$$

Bei Kavitäten ist nach dem gleichen Muster vorzugehen. Auch die Wärmewiderstände der Bauteile können so durch ungekoppelte FEM-Modelle korrigiert werden.

Insbesondere eignet sich die Detaillierung in Bereichen, wo der Skalierungsansatz aufgrund weitreichender Änderungen fragwürdig ist. Typische Beispiele wären hier die Einführung von Endwandkonturierungen, neuartiger Schaufelspitzengeometrien oder Kühlungskonzepte oder die komplette Neuauslegung größerer Baugruppen in der Hochdruckturbine.

4 Ähnlichkeitsbeziehungen für Nußeltzahlen

4.1 Vorgehensweise

Dieses Kapitel widmet sich der Fragestellung, inwieweit Nußeltzahlen ausgehend von einem Referenzfall durch Skalierung abgeschätzt werden können. Im Rahmen dieser Arbeit wurden keinerlei Messungen durchgeführt. Insbesondere für realistische Turbinengeometrien sind detaillierte Veröffentlichungen von Messergebnissen auf diesem Gebiet sehr selten. Das führt dazu, dass der Skalierungsansatz weitestgehend durch CFD-Rechnungen verifiziert werden muss.

Im Verlauf des Kapitels wird die durchgeführte Verifizierung gezeigt, wie sie schematisch in Abbildung 4.1 dargestellt ist. Ausgangspunkt bildet die ebene Plattenströmung. Danach wird die Komplexität der Strömung sukzessive gesteigert bis letztendlich realistische Strömungsbedingungen erreicht sind, wie sie in einzelnen Bereichen der Turbine vorherrschen. Dabei wird versucht, ein breites Spektrum der in Turbinen auftretenden Strömungseffekte abzudecken.

Soweit es möglich ist, werden die Ergebnisse mit Daten aus Veröffentlichungen verglichen (grüne Felder in Abbildung 4.1). Dies dient einerseits der weiteren Verifizierung des Skalierungsansatzes, andererseits sollen diese Daten auch dazu beitragen, ein Bild über die Vorhersagegenauigkeit der verwendeten CFD-Methoden zu geben. Dies ist insofern wichtig, als dass bei fehlenden Messdaten die Skalierung alleine mit CFD-Ergebnissen verglichen werden kann und somit deren Verlässlichkeit sichergestellt sein muss.

4.2 Längs angeströmte ebene Platte

Die längs angeströmte ebene Platte ist der grundlegendste Fall erzwungener Konvektion. Der Aufbau ist in Abbildung 4.2 gezeigt. Es wird eine aerodynamisch perfekte Vorderkante angenommen, so dass bei $x = 0$ keine Grenzschicht existiert. Danach baut sich in der Strömung bis $x = L$ sowohl eine kinematische als auch eine thermale Grenzschicht auf. An der Spitze der Platte ist die Grenzschicht zunächst laminar.

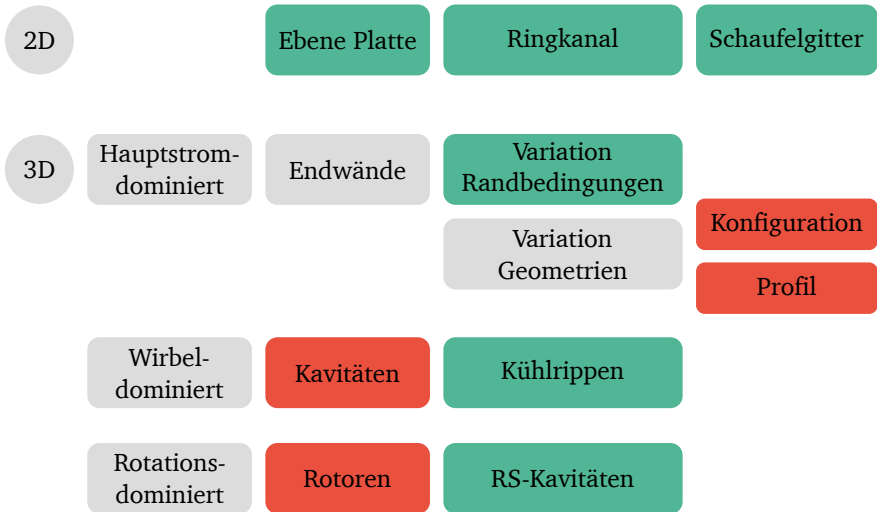


Abbildung 4.1: Schematische Darstellung der Verifizierung, grün = mit CFD und Messdaten, rot = lediglich CFD

Nach einer bestimmten Lauflänge findet bei ausreichend hohen Reynoldszahlen ein Umschlag der Grenzschicht statt. Ab diesem Punkt ist die Grenzschicht turbulent. Dieses Phänomen wird auch Transition genannt. Für die Lage des Umschlagpunkts ist die mit der Lauflänge gebildete lokale Reynoldszahl Re_x ausschlaggebend.

Der ERCOFTAC T3A-Testfall ist ein häufig verwendeter Testfall für eine ebene Plattenströmung. Geometrie und Messdaten sind durch entsprechende Veröffentlichungen frei zugänglich (siehe Savill, 1993). Die hier gezeigte Validierung stützt sich auf den messtechnisch bestimmten lokalen Reibungsbeiwert C_f entlang der Platte. In der Literatur sind hierfür, unterschieden nach laminarer und turbulenter Grenzschicht, folgende Korrelationen zu finden:

$$C_{f,lam} = 0,664 Re_x^{-0,5} \quad (4.1)$$

$$C_{f,trib} = 0,455 \left[\log (0,06 Re_x) \right]^{-2} \quad (4.2)$$

Für die CFD-Berechnungen wurde ein zweidimensionales Netz erstellt. Das Netz hat eine Auflösung von 129 Punkten in Strömungsrichtung und 97 Punkten senkrecht zur Wand. Zum Eintritt und zur Wand hin wurde das Netz mit einer Expansionsrate von 1,2 verdichtet. An der Wand liegt der dimensionslose Wandabstand

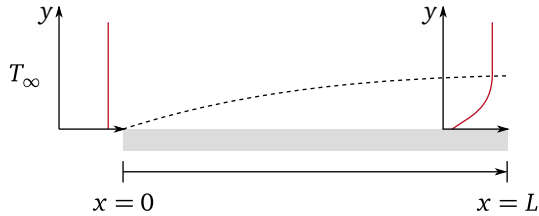


Abbildung 4.2: Längs angeströmte ebene Platte, schematischer Aufbau und Temperaturgrenzschicht

unter $y^+ = 1$, was eine Turbulenzmodellierung ohne Wandfunktion ermöglicht. Die Rechnungen wurden laminar und voll-turbulent durchgeführt. Für die voll-turbulenten Modelle wurden die in Kapitel 2 vorgestellten Turbulenzmodelle SST, $\nu^2 f$ und SA verwendet. Wegen der geringen Machzahl des Testfalls ($M \approx 0,015$) mussten die zu lösenden Matrizen vorkonditioniert werden. Hierbei wurden beide in Fine Turbo verfügbaren Konditionierer verwendet, wobei zwischen ihnen kein Unterschied im Ergebnis beobachtet wurde.

In Abbildung 4.3 werden CFD-Ergebnisse mit dem messtechnisch bestimmten Wandreibungskoeffizient und den angegebenen Korrelationen verglichen. Die Messdaten des T3A-Falls liegen zunächst auf gleichem Niveau wie die Werte der Korrelation für eine laminare Grenzschicht. Etwa bei $Re_x = 1,5 \times 10^5$ steigen sie dann stark an und entsprechen ab etwa $Re_x = 3 \times 10^5$ den Werten der Korrelation für turbulente Grenzschichten. Dies belegt eindeutig die Existenz einer transitionalen Grenzschicht. Bei der Berechnung der turbulenten Fälle wurde kein Transitionsmodell verwendet. Durch Pseudo-Transition können aber trotzdem transitionale Grenzschichten in den Lösungen auftreten. Für den vorliegenden Testfall sagen alle drei Turbulenzmodelle ein transitionales Verhalten voraus. Allerdings liegt der vorhergesagte Umschlagpunkt immer zu weit stromaufwärts, wobei der des $\nu^2 f$ -Modells den Messungen am nächsten liegt.

Pecnik et al. (2005) verwendete denselben Testfall zur Validierung eines an der Technischen Universität Graz implementierten CFD-Codes. Die Ergebnisse sind in Abbildung 4.3 als gestrichelte Linien aufgetragen. Die Ergebnisse seines $\nu^2 f$ -Modells zeigen nahezu perfekte Übereinstimmungen mit den Messdaten. Allerdings treten im weiteren Verlauf dieser Veröffentlichung für einen anderen Testfall auch bei diesem Modell Ergebnisse mit verfrühtem Umschlag auf. Unter Verweis auf Pecnik et al. (2003) heißt es weiter, dass für verlässliche Vorhersagen mit RANS-Modellen eine explizite Modellierung der Transition notwendig ist.

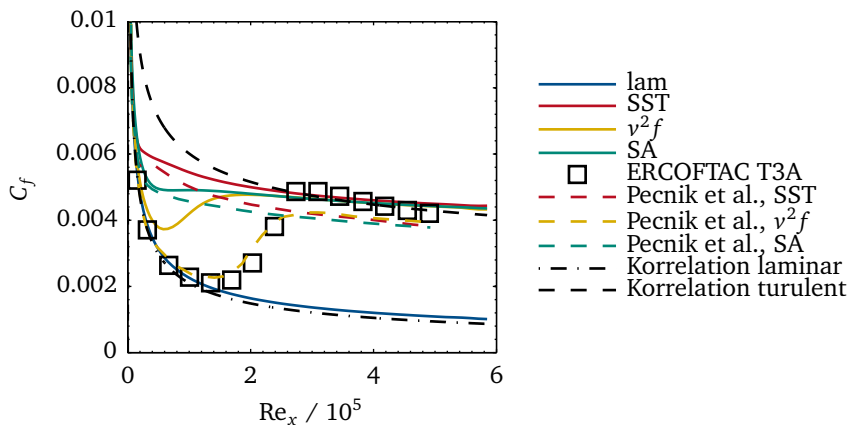


Abbildung 4.3: Wandreibungsbeiwert des ERCOFTAC T3A Testfalls

Abgesehen von der Schwierigkeit, die auftretende Transition korrekt vorherzusagen, liefert der verwendete CFD-Ansatz für den T3A-Testfall verlässliche Ergebnisse. Dies gilt für alle drei verwendeten Turbulenzmodelle. Das ν^2f -Modell bildet die Transition noch am ehesten ab. Allerdings zeigen die anderen beiden Turbulenzmodelle schon bei diesem einfachen Testfall eine wesentlich robustere Konvergenz.

4.3 Ringkanal

Der Ansatz soll in einem zweiten Schritt auf Bedingungen übertragen werden, wie sie in realen Hochdruckturbinen vorherrschen. Hierfür wurde ein Modell eines Ringkanals erstellt, dessen Abmessungen in etwa den Werten einer Hochdruckturbinenstufe entsprechen (siehe Tabelle 4.1). Auch Randbedingungen und Wandauflösung wurden dahingehend angepasst, die Netzauflösung wurde mit 129×97 Punkten beibehalten. Die mit der Kanallänge gebildete globale Reynoldszahl Re_L wurde durch Massenströme von 1 bis 50 Kilogramm pro Sekunde variiert.

Die CFD-Berechnungen wurden wieder laminar und voll-turbulent durchgeführt. Für die Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten wurde der bei konstanter Wandtemperatur auftretende Wärmestrom verwendet. Als Referenztemperatur des Fluids diente die Totaltemperatur am Eintritt in das Berechnungsgebiet.

Im Gegensatz zur ebenen Platte ist die Strömung in Kanälen eingeschlossen. Daraus resultiert der Hauptunterschied, dass eine Grenzschicht sich nicht unendlich ausbreiten kann. Nach einer bestimmten Kanallänge spricht man daher von einer

Innenradius	0,25	m
Außenradius	0,29	m
Länge	0,10	m
Eintrittstemperatur	1100	K
Druckniveau	400	kPa
Massemstrom	1–50	kg/s
Reynoldszahl	3×10^4 – $1,6 \times 10^6$	-
Machzahl	0,01–0,9	-

Tabelle 4.1: *Modelldaten des Ringkanals*

voll ausgebildeten Strömung. Wandreibung und Wärmeübergangskoeffizient sind ab hier unabhängig von der Lauflänge. Dies ist jedoch erst der Fall, wenn die Länge den Durchmesser um ein vielfaches übersteigt. Kraußold (1933) gibt hierfür eine Länge von

$$L_0 = d \sqrt[4]{\text{Re}} \quad (4.3)$$

an. Selbst für eine Reynoldszahl von 10^4 liegt das kritische Verhältnis von Länge zu Durchmesser also noch bei zehn. Betrachtet man beim Ringkanal die Kanalhöhe, die als Ausbreitungsgrenze der Grenzschichten dem Durchmesser bei Rohrströmungen am ehesten entspricht, so hat sie hier dieselbe Größenordnung wie die Lauflänge. Es ist daher davon auszugehen, dass keine voll ausgebildeten Rohrströmungen auftreten. Die sich unabhängig voneinander aufbauenden Grenzschichten an Innen- und Außenwand wären demnach mit der Grenzschicht einer ebenen Platte vergleichbar.

Der gegenseitige Einfluss der thermalen Grenzschichten an Innen- und Außenwand wurde durch drei Testfälle mit verschiedenen Randbedingungen an der Außenwand überprüft:

1. Adiabat, reibungsfreie Wand (Euler-Wand)
2. Adiabat, reibungsbehaftete Wand
3. Temperaturrandbedingung, reibungsbehaftete Wand

Bei Fall 1 bildet sich an der Außenwand keine Grenzschicht, bei Fall 2 lediglich eine Geschwindigkeitsgrenzschicht und bei Fall 3 bilden sich Geschwindigkeits- und Temperaturgrenzschicht. An der Innenwand wurde für alle drei Fälle die Temperatur vorgegeben. Der sich an der Innenwand einstellende Wärmestrom war stets gleich. Man kann daher davon ausgehen, dass für den berechneten Ringkanal

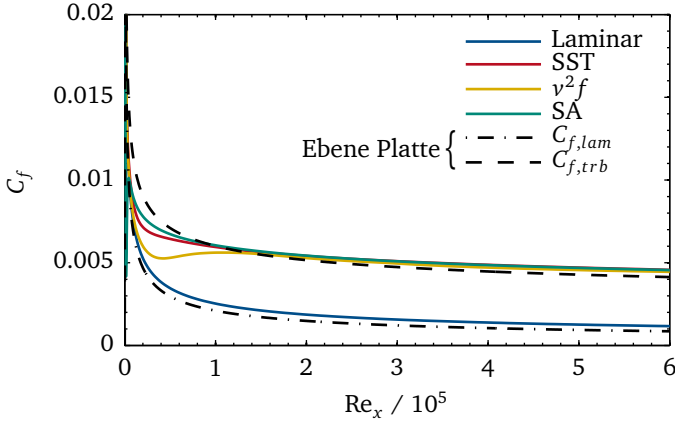


Abbildung 4.4: Wandreibungsbeiwert des Ringkanals

kein gegenseitiger Einfluss existiert. Der Vergleich mit der ebenen Platte ist daher gerechtfertigt.

In Abbildung 4.4 ist zunächst die Wandreibung an der Innenwand des Ringkanals über der Lauflänge aufgetragen. Im Vergleich zu den Korrelationen wird auch hier wieder das pseudo-transitionale Verhalten der voll-turbulenten Rechnungen deutlich. Wieder erkennt man, dass die Grenzschicht erst nach einer gewissen Lauflänge umschlägt und der Wandreibungsbeiwert sich dem der Korrelation für turbulente Grenzschichten nähert. Dies gilt für alle verwendeten Turbulenzmodelle SST, $\nu^2 f$ und SA. In Ermangelung von Messwerten für die berechnete Geometrie kann allerdings keine Aussage über die Qualität der vorhergesagten Transition getroffen werden.

Die mittels CFD bestimmten Nußeltzahlen sollen ebenfalls mit den in der Literatur erhältlichen Korrelationen verglichen werden. Für die lokale Nußeltzahl bei laminarer Strömung über eine Platte gilt:

$$\text{Nu}_{x,\text{lam}} = 0,332 \text{Re}_x^{0,5} \text{Pr}^{1/3} \quad (4.4)$$

Im Falle turbulenter Strömung existiert keine eindeutige Lösung. Die in der Fachliteratur angegebenen Korrelationen unterscheiden sich. Dies hängt vor allem damit zusammen, dass sie aus jeweils unterschiedlichen Messdaten hergeleitet wurden. Kraußold (1933) stellt die bis zur Veröffentlichung seiner Arbeit existierenden Vorschläge übersichtlich dar und leitet daraus einen eigenen Vorschlag ab, der hier verwendet werden soll:

$$\text{Nu}_{x,\text{trib}} = 0,024 \text{Re}_x^{0,8} \text{Pr}^{0,37} \quad (4.5)$$

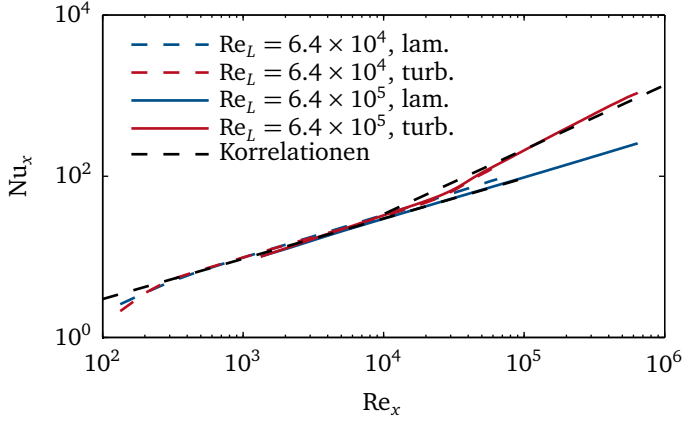


Abbildung 4.5: Lokale Nußeltzahl der ebenen Platte bei laminarer und turbulenter Strömung

Abbildung 4.5 zeigt die lokale Nußeltzahl für den Fall zwei verschiedener Eintrittsmassenströme ($Re_L = 6,4 \times 10^4$ und $Re_L = 6,4 \times 10^5$). Zu Beginn ist die Nußeltzahl der turbulenten Rechnung gleich der Nußeltzahl des laminaren Falls. Bei $Re_x \approx 5 \times 10^4$ steigt die Nußeltzahl im Vergleich zum laminaren Fall an und nähert sich der Korrelation für turbulente Grenzschichten. Für beide Massenströme ist die lokale Nußeltzahl über Re_x den Korrelationen entsprechend gleich. Die lokale Reynoldszahl am Umschlagpunkt bleibt unverändert. Der Ort des Umschlagpunkts rückt also für den höheren Massenstrom in Richtung des Eintritts. Die Ergebnisse sind konsistent mit den Wandreibungswerten. Zusammenfassend kann man sagen, dass die verwendete CFD-Modellierung für ebene Platten und Ringkanäle ausreichend genaue Ergebnisse liefert.

Durch Variation der globalen Reynoldszahl soll mit dem verifizierten Modell nun gezeigt werden, dass die globale Nußeltzahl von $Re_L^{0,8}$ abhängt und daher anhand globaler Parameter durch eine Skalierung gemäß Gleichung 3.33 ausreichend genau abgeschätzt werden kann. Die globale Nußeltzahl wird aus dem Gesamtwärmestrom und der über die Fläche bzw. Lauflänge gemittelten Temperatur bestimmt. Die entsprechenden Korrelationen können durch Integration der Gleichungen 4.4 und 4.5 bestimmt werden:

$$Nu_{L,lam} = 0,664 Re_L^{0,5} Pr^{1/3} \quad (4.6)$$

$$Nu_{L,trb} = 0,030 Re_L^{0,8} Pr^{0,37} \quad (4.7)$$

Gleichung 4.6 findet sich auch bei Pohlhausen (1921), der sie durch eine Integralmethode ähnlich wie Prandtls Grenzschichtgleichungen entwickelte. Für die turbulente Plattenströmung existieren wie bei der lokalen Formulierung in der Fachliteratur mehrere Gleichungen der Form $Nu = C Re^n Pr^m$, die sich vor allem durch leicht verschiedene Werte für C unterscheiden. Ebenso finden sich komplexere Formen, wie die im VDI-Wärmeatlas genannte Gleichung:

$$Nu = \frac{0,037 Re^{0,8} Pr}{1 + 2,443 Re^{-0,1} (Pr^{2/3} - 1)} \quad (4.8)$$

Sie ergibt sich, wenn man den mittleren Widerstandsbeiwert einer ebenen Platte von Schlichting (1982) in die Korrelation von Petukov & Popov (1963) einsetzt und ist für Reynoldszahlen von 5×10^5 bis 1×10^7 gültig. Im Vergleich zu der einfacheren Formulierung mit $n = 0,8$ und $m = 1/3$ ergeben sich für 50% höheren und niedrigeren Reynoldszahlen jedoch nur Abweichungen im Bereich von maximal 15%.

Abbildung 4.6 zeigt die globale Nußeltzahl an der Innenwand des Ringkanals in Abhängigkeit von der globalen Reynoldszahl. Als Vergleich dienen die Korrelationen aus Gleichung 4.6 und 4.7. Für die voll-turbulenten Rechnungen wurde der Turbulenzgrad und das turbulente Längenmaß am Eintritt konstant gehalten. Der Verlauf der lokalen Nußeltzahl ist über Re_x unabhängig vom Eintrittsmassenstrom gleich. Sinkt die globale Reynoldszahl bei konstanter Kanallänge, erstreckt sich bei den voll-turbulenten Rechnungen der laminare und transitionale Bereich der Grenzschicht über einen wachsenden Anteil der Wand (vgl. Abbildung 4.5). Schon bei $Re_L = 6,4 \times 10^4$ findet der Umschlag nahezu an der Hinterkante statt. Bei kleineren Reynoldszahlen bildet sich trotz Verwendung eines Turbulenzmodells keine turbulente Grenzschicht mehr. Das führt dazu, dass der Verlauf der globalen Nußeltzahl abknickt und für $Re_L = 3,2 \times 10^4$ nahezu identisch mit der laminaren Lösung ist.

Als Fazit der Untersuchung zeigt sich, dass die Änderung der Nußeltzahl in einem Ringkanal durch eine Skalierung mit dem Reynoldszahlverhältnis potenziert mit 0,8 mit ausreichender Genauigkeit abgeschätzt werden kann. Allerdings muss beachtet werden, dass bei kleinen Reynoldszahlen selbst bei turbulenter Anströmung laminare Grenzschichten dominieren und ein Exponent von 0,8 daher zu einer Überschätzung des Einflusses der Reynoldszahl führt. Dieses Problem könnte umgangen werden, indem komplexere Korrelationen mit erweitertem Gültigkeitsbereich (vgl. von Böckh, 2006) für die Skalierung verwendet werden. Dagegen sprechen allerdings vor allem drei Gründe:

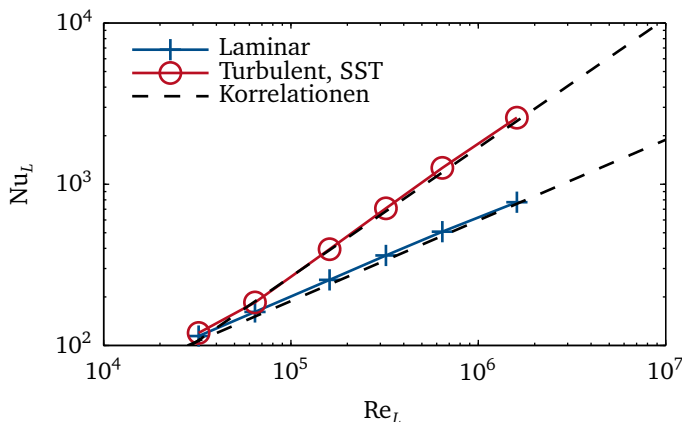


Abbildung 4.6: Globale Nußeltzahl im Ringkanal bei laminarer und turbulenter Strömung

1. Es existieren keine allgemein gültigen Korrelationen für transitionale Grenzschichten. Die Verwendung verschiedener spezifischer Korrelationen wäre aufwendig und in Hinblick auf die Komplexität der Strömung in der Hochdruckturbine auch zweifelhaft.
2. Selbst bei komplexeren Modellierungen wird von turbulenten Grenzschichten ausgegangen. Diese Annahme stellt im Vergleich zu herkömmlichen CFD-Berechnungen also keinen Nachteil dar.
3. Eine Verwendung komplexerer Skalierungsvorschriften würde dazu führen, dass nicht nur das Verhältnis der Reynoldszahlen sondern auch ihre absolute Höhe für das Ergebnis ausschlaggebend wäre. Als Konsequenz hätte zum Beispiel auch die Wahl der Referenzlänge einen starken Einfluss. Die Methode wäre dadurch weniger robust.

4.4 Schaufelgitter

In diesem Abschnitt soll die Gültigkeit des Skalierungsansatzes für zweidimensionale Schaufelgitter untersucht werden. Im Gegensatz zu den vorher untersuchten Grenzschichten treten bei dem untersuchten Schaufelgitter ein starker Druckgradient sowie eine Umlenkung der Strömung auf. Die Strömung im Mittelschnitt solcher prismatischer Kaskaden ist zweidimensional.

Als Vorlage für den Testfall dienen die von Arts & Lambert de Rouvroit (1992) durchgeführten Untersuchungen an der VKI-Kaskade. Es handelt sich hierbei um eine transonische Kaskade im so genannten *blow-down*-Betrieb. Die vorher komprimierte Luft wird über einen schnell öffnenden Kolben schlagartig durch das Schaufelgitter entspannt. So kann für eine sehr kurze Zeit in der Größenordnung von etwa einer Sekunde ein aerodynamisches Gleichgewicht hergestellt werden. Der Druckgradient in der Passage konnte unabhängig von der Machzahl eingestellt werden. Außer dem Wärmestrom wurde auch die örtliche Druckverteilung entlang des Mittelschnitts bestimmt. Messdaten und Geometrie sind veröffentlicht.

Die Versuche wurden für verschiedene Mach- und Reynoldszahlen durchgeführt. Als Randbedingung sind in der Veröffentlichung die Mach- und Reynoldszahlen $Ma_{2,is}$ und $Re_{2,is}$ angegeben, die sich bei isentroper Entspannung am Austritt ergeben. Es wurden Reynoldszahlen am Austritt von 6×10^5 , $1,2 \times 10^6$ und $2,4 \times 10^6$ untersucht, jeweils kombiniert mit drei verschiedenen Machzahlen (0,8, 0,9 und 1,1). Zusätzlich wurden alle Versuche mit niedrigem (1%), mittlerem (4%) und hohem Turbulenzgrad (6%) am Eintritt durchgeführt. Die Untersuchungen stellen einen guten Validierungsfall für aerothermale CFD-Berechnungen dar.

Das für die CFD-Berechnungen erzeugte strukturierte Netz hat eine Auflösung von 305 Punkten in Strömungsrichtung und 73 Punkten quer zur Schaufel. Die Wandauflösung wurde wieder so gewählt, dass der dimensionslose Wandabstand kleiner eins ist. Als Turbulenzmodelle wurden wieder das SST-, SA- und $\nu^2 f$ -Modell verwendet. Das SST- und das SA-Modell wurde zusätzlich noch mit dem AGS-Transitionsmodell getestet. An der Schaufeloberfläche wurde die Schaufeltemperatur zu Beginn des jeweiligen Versuchs als Randbedingung verwendet. Aus dem daraus resultierenden Wärmestrom kann die Nußeltzahl bestimmt werden.

Abbildung 4.7 zeigt exemplarisch die Messungen und Ergebnisse des Falls mit hoher Eintrittsturbulenz und mittlerer Mach- und Reynoldszahl am Austritt (MUR235, $Tu = 6\%$, $Ma_{2,is} = 0.9$, $Re_2 = 1,2 \times 10^6$). Zunächst sollte jeweils die Messung mit der laminaren Lösung verglichen werden, danach die voll-turbulenten Rechnungen gefolgt von den zwei Rechnungen mit Transitionsmodell.

Auf der Saugseite ($s/c_{ax} > 0$) erkennt man, dass die Grenzschicht bei $s/c_{ax} \approx 1,5$ umschlägt. Direkt nach dem Umschlag zeigen die Messungen einen Überschwinger, der bei keinem der verwendeten Turbulenzmodelle richtig vorhergesagt wird. Diese Problematik zeigt sich auch in anderen Veröffentlichungen (vgl. Pecnik et al., 2003; Steelant & Dick, 2001). Rahman et al. (2005) führen die Abweichung darauf zurück, dass der in der Passage auftretende Verdichtungsstoß und der Umschlagpunkt örtlich zusammenfallen. Alle drei voll-turbulenten Rechnungen zeigen pseudo-transitionales Verhalten. Das SST- und das SA-Modell prognostizieren einen stark

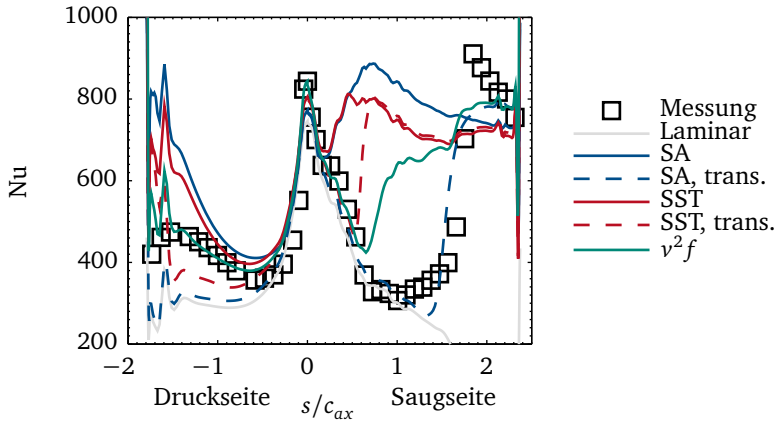


Abbildung 4.7: Vergleich verschiedener Turbulenzmodelle bei der VKI-Kaskade

verfrühten Umschlag. Nach dem gemessenen Umschlag wird die Nußeltzahl leicht unterschätzt, was daran liegen kann, dass stromaufwärts durch den verfrühten Umschlag bereits mehr Wärme abgegeben wurde. Das $\nu^2 f$ -Modell sagt einen Umschlag voraus, der mittig zwischen dem der zwei anderen Modelle und den Messungen liegt. Interessanterweise zeigt dieses Modell als einziges einen mit den Messungen vergleichbaren Sprung in der Nußeltzahl. Dieser tritt allerdings nicht am verfrühten Umschlagspunkt auf, sondern verharrt am Ort des gemessenen Umschlags. Für das SST-Modell liegt der Umschlagpunkt trotzdem noch leicht vor dem des $\nu^2 f$ -Modells. Beim SA-Modell liegt der Umschlagpunkt leicht hinter dem gemessenen. Dafür vollzieht sich der Umschlag im Vergleich zur Messung schneller, was dazu führt, dass die turbulente Grenzschicht trotzdem etwa an derselben Position beginnt.

Auch auf der Druckseite weisen die Messungen auf eine anfangs laminare Grenzschicht hin. Das SST- und das SA-Modell folgen zunächst gut den Messungen, produzieren dann aber zuviel Turbulenz, wodurch die Nußeltzahl ab etwa $s/c_{ax} < -0,5$ mit steigender Diskrepanz überschätzt wird. Das $\nu^2 f$ -Modell liefert hier nahezu perfekte Ergebnisse. Bei Verwendung des Transitionsmodells folgen das SST- und SA-Modell länger den Messdaten, produzieren aber danach zu wenig Turbulenz und verbleiben damit fast auf dem Niveau des laminaren Ergebnisses. Gourdain et al. (2011) führten LES-Rechnungen desselben Falls durch. Sie stellten dabei fest, dass der Anstieg der Nußeltzahl im Vergleich zur laminaren Lösung stark vom turbulenten Längenmaß am Eintritt der Passage abhängt. Dies ist insofern interessant,

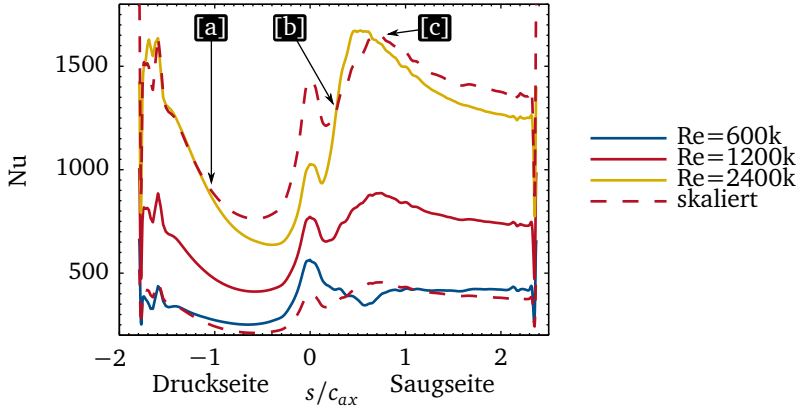


Abbildung 4.8: Lokale Skalierung der Nusseltzahl bei der VKI Kaskade (voll-turbulent)

da bei Experimenten heute noch meist lediglich die Turbulenzintensität am Eintritt vermessen wird.

Die auftretenden Differenzen zwischen Messungen und CFD liegen auf einem mit anderen Veröffentlichungen vergleichbaren Niveau. Zudem können die Abweichungen erklärt werden. Der angewendete Ansatz ist daher für die weitere Verwendung ausreichend validiert. Dies gilt für das SA- und das SST-Modell. Die Transitionsmodellierung stellt eine Schwachstelle dar, die aber mangels sinnvoller Alternativen akzeptiert wird.

In Abbildung 4.8 stellt die mittlere, rote Linie das bereits gezeigte Ergebnis des voll-turbulenten SA-Modells dar. Das Ergebnis wird mit zwei weiteren Fällen aus der Messkampagne verglichen, die sich bei gleichem Turbulenzgrad und gleicher Austrittsmachzahl in der Reynoldszahl unterscheiden. Auch diese Fälle sind anhand der entsprechenden Messdaten validiert. Das mittlere Ergebnis wurde mit dem Verhältnis der Reynoldszahlen auf die anderen beiden Betriebspunkte skaliert und ist in gestrichelten Linien dargestellt. Da sich die isentrope Reynoldszahl am Austritt näherungsweise proportional zur Eintrittsreynoldszahl verhielt, kann die Skalierung der Einfachheit halber direkt mit $Re_{2,is}$ durchgeführt werden. Vergleicht man das CFD-Ergebnis mit der Skalierung, fallen drei charakteristische Punkte auf, die für den Fall $Re = 2,4 \times 10^6$ in der Abbildung markiert sind. Die sich von der Vorderkante ($s/c_{ax} = 0$) ausbildende Grenzschicht ist wie in Abbildung 4.7 gezeigt auf Druck- und Saugseite zunächst laminar. Wegen der Skalierung mit $n = 0,8$ führt dies zu einer Überschätzung des Einflusses der Reynoldszahl, also für $Re = 2,4 \times 10^6$ zu

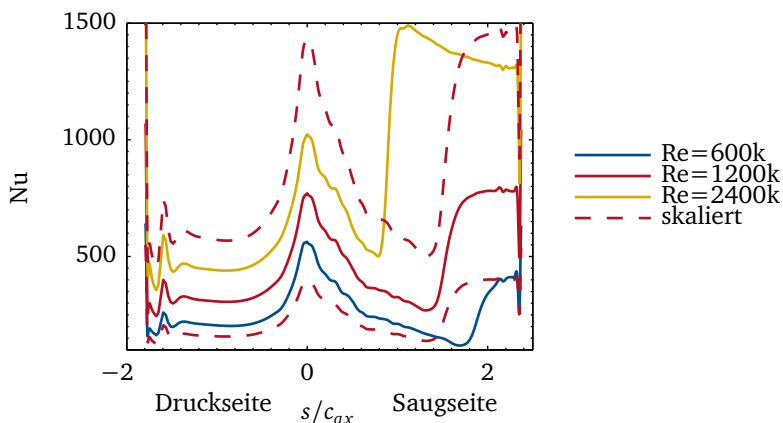


Abbildung 4.9: Lokale Skalierung der Nußeltzahl bei der VKI Kaskade (transitional)

größeren bzw. für $Re = 6 \times 10^5$ zu kleineren geschätzten Nußeltzahlen als die der CFD. Hinter den Punkten „a“ und „c“ liefert die Skalierung gute Werte, man kann hier von voll turbulenten Grenzschichten ausgehen. Auf der Saugseite verbleibt zwar eine gewisse Abweichung, sie ist jedoch wesentlich kleiner. Punkt „b“ ist insofern interessant, als dass der Umschlagpunkt, der in der CFD-Lösung korrekterweise bei steigender Reynoldszahl in Richtung Vorderkante rückt, für einen Bereich sorgt, in dem die Skalierung das Ergebnis für $Re = 2,4 \times 10^6$ unterschätzt und somit den Fehler im Bereich der Vorderkante teilweise kompensiert. Für $Re = 6 \times 10^5$ tritt derselbe Effekt auf, lediglich in entgegengesetzter Richtung.

Abbildung 4.9 zeigt die gleiche Skalierung, diesmal aber ausgehend vom Ergebnis der transitionalen SA-Rechnung bei $Re = 1,2 \times 10^6$, also dem im Vergleich zu den Messungen besten Modell. Hier erstreckt sich die laminare Grenzschicht über einen Großteil der Schaufel, die oben genannten Punkte „a“ und „c“ verschieben sich fast bis zur Hinterkante. Auch die Verschiebung des Umschlagpunkts fällt stärker aus. Prinzipiell bleibt das Verhalten aber gleich. Es zeigt sich, dass der Skalierungsansatz für lokale Phänomenen wie Transition unzureichend ist.

Abbildung 4.10 zeigt die über die Schaufeloberfläche gemittelte Nußeltzahl für alle sechs gezeigten CFD-Rechnungen (drei Reynoldszahlen, jeweils SA voll-turbulent und transitional) und vergleicht sie mit dem vom jeweils zentralen Fall ($Re = 1,2 \times 10^6$) ausgehenden Ergebnis der Skalierung. Sowohl für die voll-turbulenten als auch für die transitionalen Ergebnisse ist erkennbar, dass die Skalierung den Effekt der Reynoldszahl aufgrund der teilweise laminaren Grenzschichten

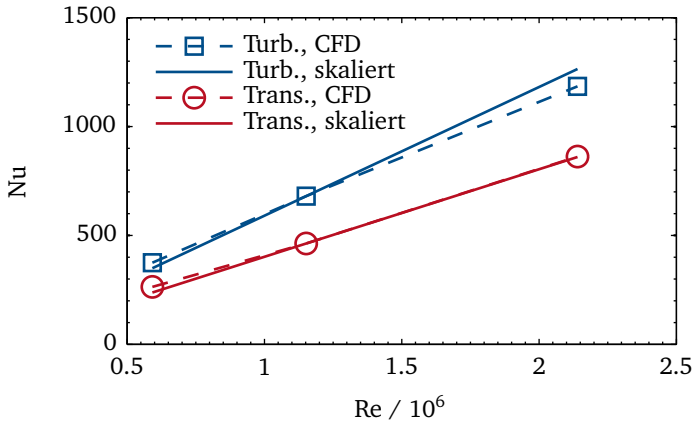


Abbildung 4.10: Globale Skalierung der Nußeltzahl bei der VKI Kaskade

überschätzt. Dies wird aber wie oben gezeigt durch die Verschiebung des Umschlagpunktes größtenteils kompensiert.

Die Genauigkeit der skalierten Nußeltzahlen ist in Anbetracht der komplexen Strömungsvorgänge gut und für ein Werkzeug zur Vorauslegung geeignet. Hierbei muss zusätzlich bedacht werden, dass die zu erwartenden Änderungen der Reynoldszahl bei der Neuentwicklung von Turbinen sicher kleiner sind als im hier untersuchten Fall der VKI-Kaskade. Die in Kapitel 7 gezeigte Fallstudie aus der Vorauslegung weist zum Beispiel Änderungen in der Größenordnung von etwa 10% auf. Andererseits zeigt die lokale Verteilung der Nußeltzahl (Abbildungen 4.8 und 4.9), dass die Transition mit einem derart einfachen Ansatz nicht korrekt wiedergegeben werden kann. Die Kompensation des Fehlers durch den sich verschiebenden Umschlagpunkt ist physikalisch sinnvoll. Es ist jedoch nach Meinung des Autors nicht davon auszugehen, dass diese zwei gegenläufigen Effekte generell von derselben Größenordnung sein müssen.

4.5 Endwände in Schaufelpassagen

Der Wärmeübergang auf der Schaufeloberfläche spielt bei der thermalen Auslegung von Schaufeln eine Schlüsselrolle. Dies gilt insbesondere für die Auslegung der Filmkühlung, die in modernen Hochdruckturbinen üblicherweise zum Einsatz kommt. Betrachtet man allerdings die Energiebilanz einer Schaufelreihe, so spielen die Wärmeverluste auf der Schaufeloberfläche eine vernachlässigbare Rolle, da

davon auszugehen ist, dass bei gekühlten Schaufeln ein Großteil der Wärme auf der anderen Seite der Schaufelwand vom Kühlmassenstrom aufgenommen wird. Durch die Filmkühlung gelangt diese Wärme daraufhin wieder in die Passage und ist so betrachtet kein Wärmeverlust. Der Wärmeverlust einer Schaufelreihe wird also hauptsächlich über die Endwände abgeleitet, oder allgemeiner über Wände ohne Filmkühlung. Die Skalierbarkeit von Nußeltzahlen an Endwänden ist daher für die Verwendung des entwickelten Abschätzungsmodells wichtiger. Unglücklicherweise ist die Strömung im Endwandbereich wegen der auftretenden Wirbelsysteme wesentlich komplexer.

Die energetischen Wärmeverluste sind bis heute sekundär. Dies erklärt, warum sich die Forschungsaktivitäten fast ausschließlich auf den Wärmeübergang auf Schaufeloberflächen konzentrieren. Erst in jüngster Zeit ist auch eine verstärkte Analyse der Endwände zu beobachten, das gilt vor allem im Zusammenhang mit realistischen Brennkammeraustrittstemperaturen.

4.5.1 Endwandtransition

Auch im Endwandbereich spielt Transition eine wichtige Rolle. Untersuchungen an einer Kaskade von Moore & Gregory-Smith (1996) zeigen eindeutig, dass an den Endwänden große laminare Bereiche existieren. Die für Schaufelströmungen vielfach angewandten Transitionsmodelle sind für Endwände jedoch nicht verwendbar (vgl. Kapitel 2). Bisher veröffentlichte numerische Arbeiten gehen an den Endwänden von voll-turbulenten Grenzschichten aus. Dies wird u. a. mit den hohen Eintrittsreynoldszahlen und der durch Dichtspalte stark perturbierten Strömung begründet (z. B. Tallman et al., 2009), ist aber vor allem auch auf fehlende Alternativen zurückzuführen. Erst durch das von Menter et al. (2006) veröffentlichte Transitionsmodell mit lokalem Kriterium bekam die Forschungsgemeinschaft ein für diese Problematik geeignetes Werkzeug, dessen Validierung im Endwandbereich aber bis heute aussteht.

Das Langtry-Menter-Transitionsmodell wurde im Rahmen dieser Arbeit lediglich testweise für Endwände verwendet. Dazu wurde das für die vorher gezeigten Rechnungen der VKI-Kaskade erstellte Netz bis zu den Endwänden erweitert und in den Löser Ansys CFX importiert, der im Gegensatz zu Fine Turbo eine Implementierung des Transitionsmodells enthält. Zur Modellierung der Turbulenz wurde das SST-Modell verwendet. Die Rechnungen wurden anhand des gemessenen Wärmeübergangs im Mittelschnitt validiert.

Abbildung 4.11 zeigt die Nußeltzahl an der Endwand einmal oben bei laminarer und unten bei voll-turbulenter Strömung. Abbildung 4.12 zeigt oben die

Endwand-Nußeltzahl, bei Verwendung des lokalen Transitionsmodells. Um das transitionale Ergebnis mit den anderen zu vergleichen, wurde es mit den beiden anderen Ergebnissen nach der Gleichung

$$\gamma = \frac{\text{Nu}_{trans} - \text{Nu}_{lam}}{\text{Nu}_{trb} - \text{Nu}_{lam}} \quad (4.9)$$

normiert. Die Normierung ist in Abbildung 4.12 unten gezeigt. Durch die Art der Normierung treten Artefakte auf, die hier nicht weiter beachtet werden sollen. Grundsätzlich weisen Werte nahe null jedoch auf Zonen laminarer Grenzschichten hin. In der Anströmung tritt zunächst eine laminare Grenzschicht auf, die noch vor Erreichen der Schaufel umschlägt. Die Beobachtungen von Moore & Gregory-Smith (1996) bestätigen sich trotz unterschiedlicher Schaufelgeometrien und wesentlich höherer Reynoldszahlen auch für die VKI-Kaskade: Zum einen existiert im Bereich des Hufeisenwirbels eine laminare Grenzschicht, zum anderen tritt auch hier durch die starke Beschleunigung der Strömung eine Relaminarisierung in der Passage auf bis bei $z/c_{ax} \approx 1,25$ ein erneuter Umschlag stattfindet.

Für Abbildung 4.13 wurde die Nußeltzahl an der Endwand quer zur Schaufel gemittelt und der sich ergebende axiale Verlauf dargestellt. Die transitionale Lösung zeigt zunächst ähnliche Nußeltzahlen wie die laminare. Etwa eine Sehnenlänge vor der Schaufel findet der turbulente Umschlag statt. Die partielle Relaminarisierung in der Passage ($0 < z/c_{ax} < 1$) sorgt dafür, dass die transitionale Nußeltzahl etwa mittig zwischen den beiden Extremfällen verläuft.

Die Untersuchung wurde mangels experimenteller Daten im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter verfolgt. Sie zeigt aber, dass auch bei Endwandgrenzschichten Transition eine wichtige Rolle spielt und in Zukunft näher untersucht werden muss.

4.5.2 Skalierbarkeit von Nußeltzahlen an Endwänden

Die Skalierbarkeit von Nußeltzahlen an Endwänden wurde anhand von Daten aus einer Veröffentlichung von Kang et al. (1999) untersucht. Abbildung 4.14 zeigt den axialen Verlauf der umfangsgemittelten Nußeltzahl in einer Statorpassage, die im Rahmen der von Kang veröffentlichten Arbeit für zwei Reynoldszahlen gemessen wurde (gestrichelte Linien mit Quadraten und Kreisen). Anhand der angegebenen Reynoldszahlen wurde das Messergebnis für $\text{Re} = 6 \times 10^5$ verwendet und entsprechend dem Reynoldszahlverhältnis mit dem Faktor $2^{0,8}$ auf die höhere Reynoldszahl von $1,2 \times 10^6$ skaliert. Das Ergebnis ist durch die rote, durchgezogene Linie dargestellt und stimmt gut mit den entsprechenden Messdaten überein.

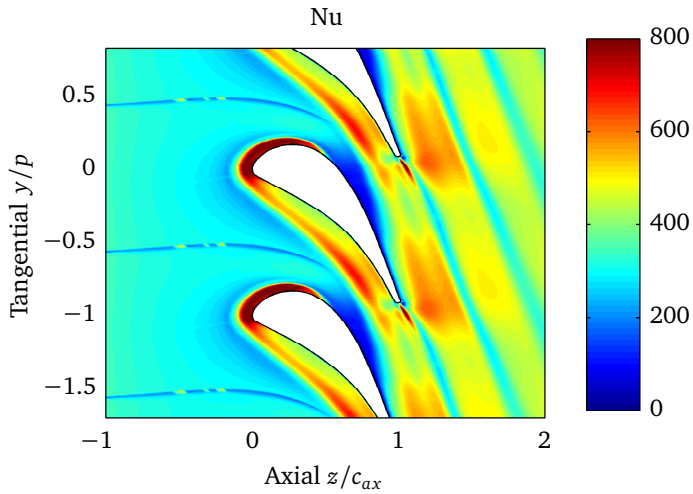
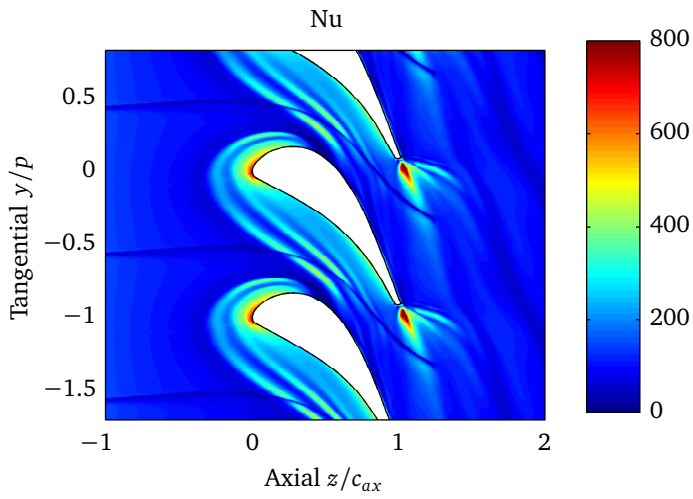


Abbildung 4.11: Nußeltzahl auf der Endwand der VKI-Kaskade (laminar, voll-turbulent)

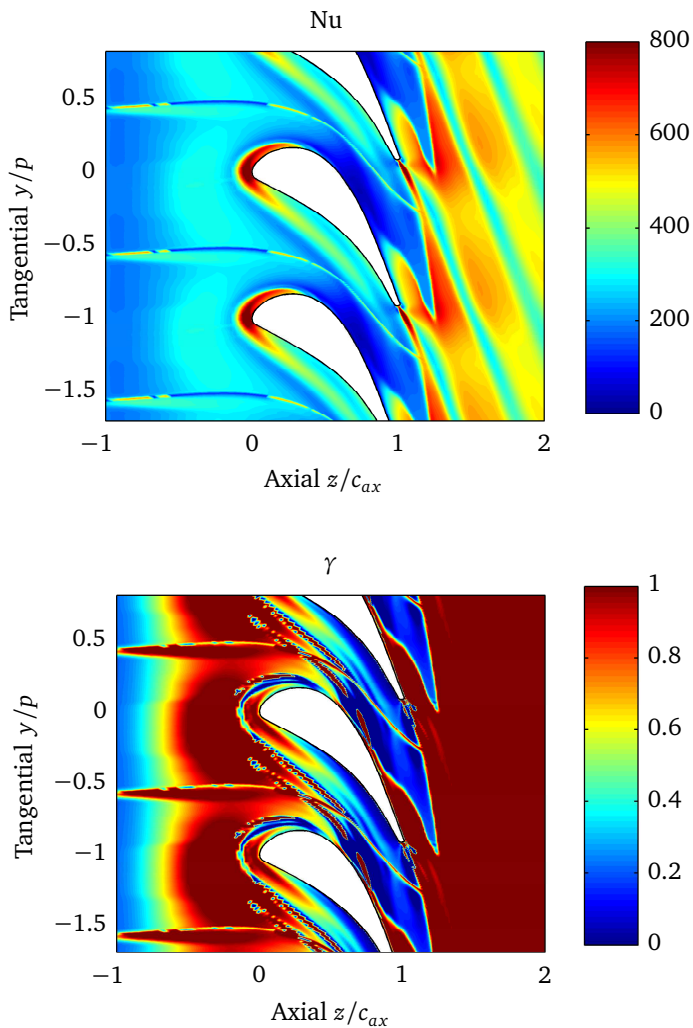


Abbildung 4.12: Nußeltzahl auf der Endwand der VKI-Kaskade (transitional, normiert)

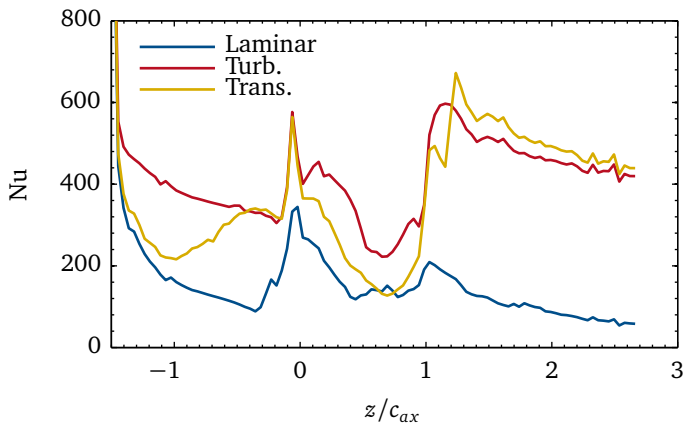


Abbildung 4.13: Axialer Verlauf der Nußeltzahl bei der VKI-Kaskade

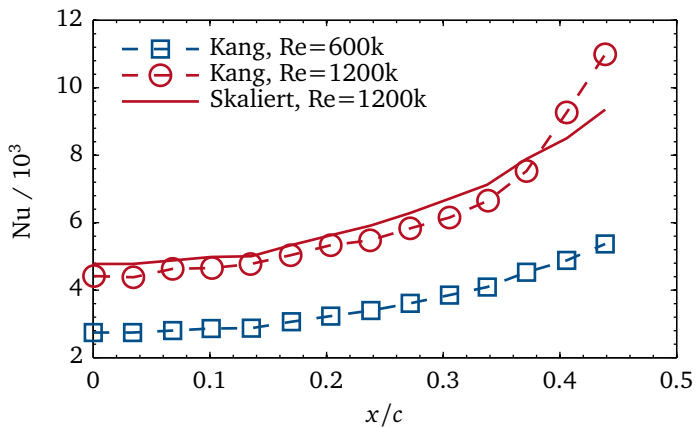


Abbildung 4.14: Skalierte Endwand-Nußeltzahlen im Vergleich zu Messungen von Kang et al. (1999)

Die von Kang angegebene Reynoldszahl basiert auf den Freistromgrößen am Passageneintritt. Die Grenzschichtdicke am Eintritt wurde bei beiden Fällen konstant gehalten. Im Gegensatz dazu untersuchten Graziani et al. (1980) 19 Jahre zuvor den Wärmeübergang an den Endwänden eines ähnlichen Aufbaus, wobei bei einer konstanten Eintrittsreynoldszahl von $5,5 \times 10^5$ die Grenzschichtdicke variiert wurde. Die Grenzschichtdicke am Eintritt bestimmt maßgebend die Entwicklung der Sekundärströmung in der Passage. Dadurch zeigte sich in den Untersuchungen ein großer Einfluss auf den Wärmeübergang an Saugseite und Endwand. In den Untersuchungen zeigte sich aber auch, dass trotz des einfachen Versuchsaufbaus sehr komplexe Konturen der Nußeltzahl entstehen. Eine Beschreibung der Wärmeverluste an Schaufel- und Endwänden durch Korrelationen ist schwierig und bis heute gibt es hier keine zufriedenstellenden Lösungen (vgl. Lakshminarayana, 1996).

Auf der anderen Seite nimmt laut Kang et al. (1999) die Abhängigkeit des Wärmeübergangs von der Freistromgeschwindigkeit mit steigender Reynoldszahl zu. Bei abgesehen von der Reynoldszahl vergleichbaren Strömungen konnte wie in Abbildung 4.14 gezeigt durch die Skalierung eine ausreichend genaue Abschätzung erhalten werden. Wieder sei hier der große Unterschied zwischen den beiden Reynoldszahlen des Versuchs erwähnt, der über den Unterschieden liegt, wie sie bei der Neuentwicklung einer Turbine zu erwarten wären.

4.6 Geometrieabhängigkeit

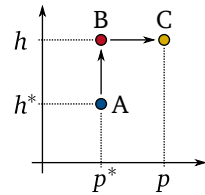
Bis jetzt wurde in den gezeigten Untersuchungen die Variation der Reynoldszahl stets durch geänderte Zu- bzw. Abströmbedingungen erreicht. Die veränderten Randbedingungen wirken sich durch Geschwindigkeit und Dichte auf die Reynoldszahl aus. Außer den Zuströmbedingungen können aber auch geometrische Unterschiede auftreten. Der Einfluss der Passagegeometrie soll in diesem Abschnitt in zwei Schritten untersucht werden. Zuerst wird bei gleich bleibendem Schaufelprofil die Schaufelkonfiguration in der Passage geändert. Dabei werden Schaufelhöhe und -abstand variiert. In einem zweiten Schritt wird das Schaufelprofil durch axiale Skalierung geändert.

Ausgangspunkt für die Untersuchungen bildet die dreidimensionale Statorschaufel einer aktuell eingesetzten ersten Hochdruckturbinenstufe. Die numerische Modellierung der Schaufelpassage gleicht dem bewährten Modell der VKI-Kaskade. Die Netzauflösung im Schaufelschnitt ist vergleichbar und die radiale Auflösung ist mit 129 Punkten für eine spaltfreie Passage hoch, da eine gute Auflösung der Sekundärströmung für den Wärmeübergang an den Endwänden essentiell ist. Das

Netz besteht insgesamt aus 2 Millionen Zellen. Hermanson et al. (2003) erreichten zum Vergleich bei den Berechnungen der Nußeltzahl an den Endwänden der von Kang et al. (1999) untersuchten Statorpassage bereits mit 780 000 Zellen für sie ausreichend genaue Resultate. Tallman et al. (2009) verwendeten für eine mit dem hier gezeigten Fall vergleichbare Statorpassage ebenfalls 2 Millionen Zellen. Zur Turbulenzmodellierung wurde das SA-Modell verwendet. Die Nußeltzahl an den Endwänden wurde durch Vorgabe einer konstanten Wandtemperatur bestimmt.

Die zur Skalierung verwendeten Reynoldszahlen wurden jeweils an der Eintrittsebene in die Statorpassage bestimmt. Bei geringfügiger Änderungen bleibt das Verhältnis zwischen Eintritts- und Austrittsreynoldszahl konstant, es ist somit irrelevant, welche der beiden zur Skalierung verwendet wird.

Interessant ist bei der Skalierung auf Basis der Reynoldszahl die Wahl einer geeigneten Referenzlänge. Im Gegensatz zu den zunächst untersuchten idealisierten Aufbauten stehen bei Schaufelpassagen hier viele Möglichkeiten zur Verfügung. Grundsätzlich wurde bei allen Skalierungen jeweils für Reynolds- und Nußeltzahl dieselbe Länge verwendet. Doch die Auswahl der korrekten Referenzlänge hat einen entscheidenden Einfluss auf



das Ergebnis. Normalerweise wurde in dieser Arbeit immer die direkt betroffene geometrische Größe verwendet, also der Schaufelabstand in Umfangsrichtung für die Schaufelzahlvariation und die Schaufelhöhe bei der Höhenvariation. Dies beruht nicht auf konkreten physikalischen Gründen, sondern ist vielmehr eine Erfahrung aus den zahlreichen hier untersuchten Parametervariationen.

In realen Turbinenentwicklungen treten die untersuchten Änderungen jedoch meistens als Kombination auf. Als Beispiel betrachten wir eine Schaufelreihe, bei der sich sowohl die Anzahl bzw. der Abstand p als auch die Höhe h der Schaufel zwischen Referenz- und Auslegungsfall ändert. Hier kann die Nußeltzahl durch zweimalige Skalierung von A nach C über einen imaginären Zwischenschritt B abgeschätzt werden (siehe Skizze). Ausgehend von Gleichung 3.32 erhält man unter Vernachlässigung sich ändernder Stoffeigenschaften:

$$\alpha_C = \alpha_A \frac{h_A}{h_C} \frac{p_A}{p_C} \left(\frac{v_C}{v_A} \frac{h_C}{h_A} \frac{p_C}{p_A} \right)^{0,8} \quad (4.10)$$

Durch Definition einer Pseudoreferenzlänge $\tilde{L} = ph$ kann äquivalent zu Gleichung 3.33

$$\widetilde{\text{Nu}} = \widetilde{\text{Nu}}^* \left(\frac{\widetilde{\text{Re}}}{\widetilde{\text{Re}}^*} \right)^{0,8} \quad (4.11)$$

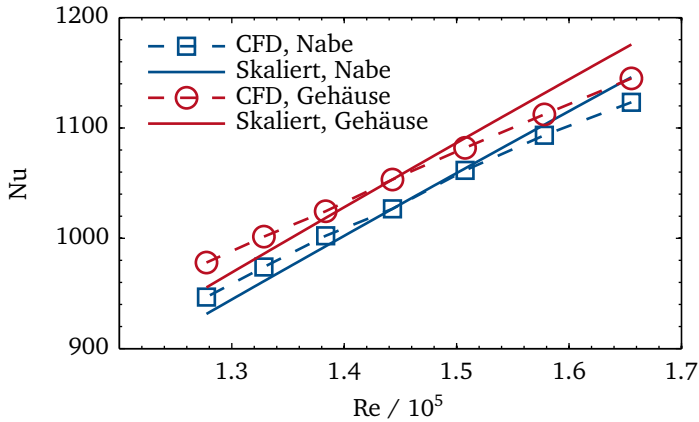


Abbildung 4.15: Endwand-Nußeltzahl in Abhängigkeit von der Schaufelzahl

weiter verwendet werden. Hierbei muss aber beachtet werden, dass es sich bei den mit Tilde gekennzeichneten Reynolds- und Nußeltzahlen nicht um korrekte dimensionslose Parameter handelt, da die Pseudoreferenzlänge \tilde{L} auch kein Längenmaß darstellt. Allgemein soll für die Skalierung bei Veränderung mehrerer Geometrieparameter gelten, dass sich die dafür zu verwendende Pseudoreferenzlänge aus dem Produkt aller veränderten Referenzlängen ergibt.

4.6.1 Einfluss der Schaufelkonfiguration

Abbildung 4.15 zeigt Nußeltzahlen an Nabe und Gehäuse in Abhängigkeit von der Reynoldszahl. Den Ausgangspunkt bildet die reale Statorgeometrie mit 40 Schaufeln ($Re \approx 1,45 \times 10^5$). Die in der Abbildung zu sehende Änderung der Reynoldszahl ergibt sich aus einer schrittweisen Variation der Schaufelzahl von 37 bis 43. Hierbei wurde der Totaldruck am Eintritt sowie der statische Druck am Austritt konstant gehalten. Die resultierenden Reynoldszahlen wurden verwendet, um ausgehend vom Fall mit 40 Schaufeln die Nußeltzahl abzuschätzen. Das Ergebnis der Abschätzung ist in Abbildung 4.15 mit durchgezogenen Linien dargestellt. Es zeigt sich, dass auch bei einer Änderung der Schaufelzahl die Nußeltzahl an den Endwänden hauptsächlich von der Reynoldszahl abhängt. Die Hinzu- bzw. Wegnahme dreier von 40 Schaufeln wirkt klein. Es muss hierbei aber beachtet werden, dass bei einer weiteren Reduktion der Schaufelzahl ohne Anpassung des Profils starke Ablösungen auftreten. Bei einer weiteren Hinzunahme von Schaufeln nimmt der Querschnitt der Passage

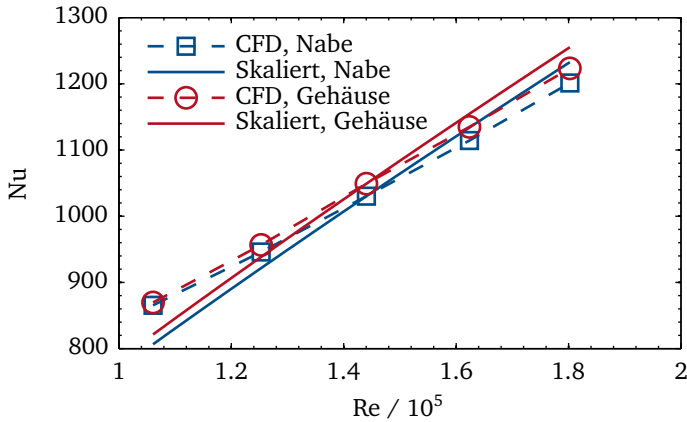


Abbildung 4.16: Endwand-Nußeltzahl in Abhängigkeit von der Schaufelhöhe

dermaßen ab, dass die Stopfgrenze erreicht wird. Beide Phänomene verändern das Strömungsbild so stark, dass die Nußeltzahl nicht mehr über Skalierung abgeschätzt werden kann. Dies ist insofern keine Einschränkung, als dass Konfigurationen jenseits dieser Grenzen starke Verluste aufweisen und deswegen auch aus aerodynamischen Gründen nicht eingesetzt würden.

In Abbildung 4.16 ist die gleiche Darstellung für eine Variation der Schaufelhöhe zu sehen. Die Schaufelhöhe wurde variiert, indem bei konstantem Radius im Mittelschnitt die Schaufel zu Nabe und Gehäuse hin radial linear gestreckt wurde. Totaldruck am Eintritt und statischer Druck am Austritt wurden wieder konstant gehalten. Wieder wurden die sich einstellenden Reynoldszahlen benutzt, um die Nußeltzahlen an den Endwänden des Ausgangsfalls zu skalieren. Wie bei der Schaufelzahlvariation kann auch hier eine ausreichend genaue Abschätzung erzielt werden.

Abbildung 4.17 zeigt, dass selbst bei kombinierter Änderung von Schaufelhöhe und -abstand über die einfache Skalierung mit der Reynoldszahl durch Verwendung von $\tilde{L} = ph$ gute Ergebnisse erhalten werden können. Bei den zugrunde liegenden CFD-Rechnungen wurde bei 90 und 110% der ursprünglichen Schaufelhöhe nochmals die Schaufelzahl von 38 bis 42 variiert. Als Referenzfall für die Skalierung wurde der durch das Kreuz markierte Fall der realen Statorgeometrie (100% Höhe, 40 Schaufeln) verwendet. Zum Vergleich ist die Schaufelzahlvariation aus Abbildung 4.15 nochmals durch rote Kreise mit dargestellt.

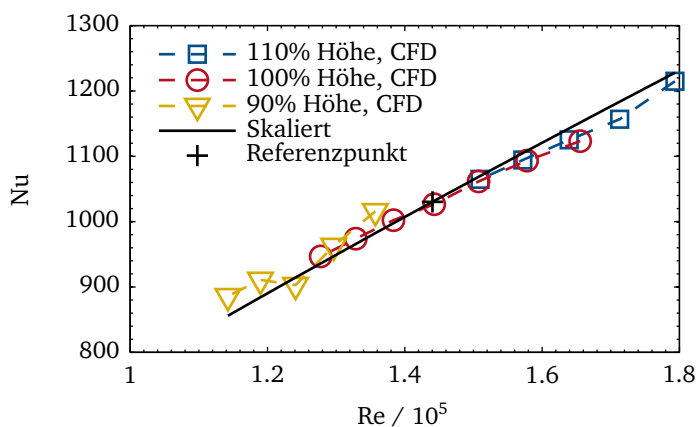
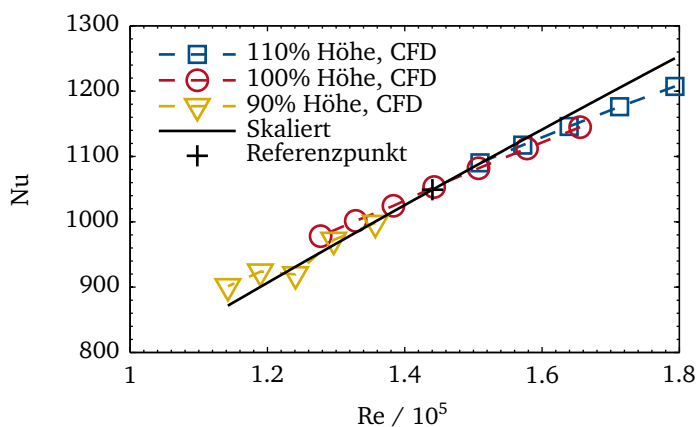


Abbildung 4.17: Nußeltzahl bei gleichzeitiger Variation von Schaufelzahl und -höhe an Gehäuse (oben) und Nabe (unten)

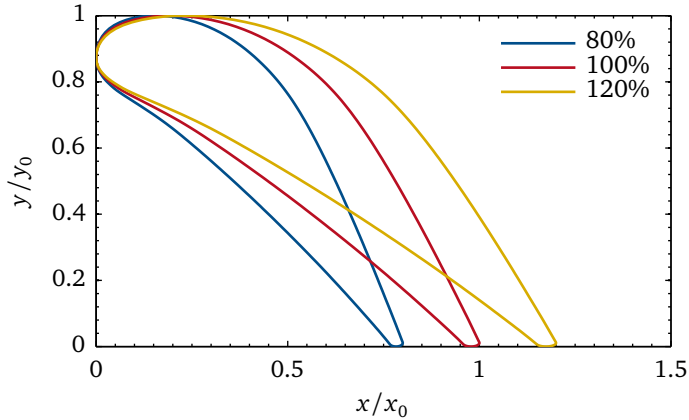


Abbildung 4.18: Axiale Skalierung des Statorprofils

Trotz der komplexen Strömungsphänomene, die in der Passage auftreten, kann die Nußeltzahl an den Endwänden auch bei unterschiedlichen Schaufelkonfigurationen durch einfache Skalierung des Referenzfalls abgeschätzt werden.

4.6.2 Einfluss der Schaufelgeometrie

Bei den Variationen von Schaufelzahl und -höhe wurde das Schaufelprofil abgesehen von einer radialen Streckung bzw. Stauchung nicht geändert. Bereits bei der Variation der Schaufelzahl zeigte sich aber, dass die aerodynamische Belastung des Profils im Vergleich zur Reynoldszahl der Passagenströmung einen wesentlich schwächeren Einfluss hat. Insofern kann vermutet werden, dass eine geometrische Änderung des Profils ebenfalls einen nachrangigen Einfluss ausübt.

In einer Testreihe wurde das Ausgangsprofil des bereits erwähnten Stators durch axiale Skalierung wie in Abbildung 4.18 verändert. Die axiale Streckung oder Stauchung bewirkt einen veränderten Abströmwinkel, wohingegen der Zuströmwinkel wegen der rein axialen Zuströmung konstant bleibt. Daraus resultiert eine veränderte Schaufelbelastung. Die Änderung der Umlenkung, sowie der ebenfalls variierende engste Querschnitt des Profils beeinflussen den Strömungswiderstand der Schaufel. Daraus ergeben sich unterschiedliche Massenströme für alle Variationen. Sie fließen über die Reynoldszahl ein, die anhand der CFD-Ergebnisse für jede Variante bestimmt wurde.

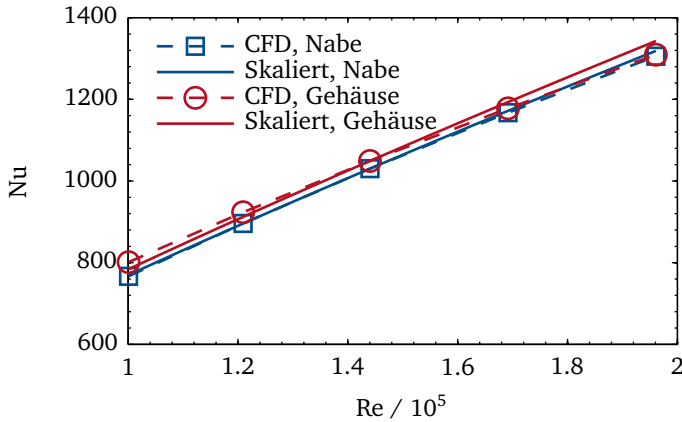


Abbildung 4.19: Nußeltzahl an den Endwänden bei axialer Skalierung des Profils

Das in Abbildung 4.19 gezeigte Ergebnis mit der kleinsten Reynoldszahl ($Re \approx 1 \times 10^5$) wurde mit einer um 20% gestauchten Geometrie erreicht. Für den anderen Extremfall ($Re \approx 2 \times 10^5$) wurde die Geometrie um 20% gestreckt. Die Berechnung und Darstellungsweise sind analog zu den vorherigen Abbildungen. Wieder zeigt sich der dominante Einfluss der Reynoldszahl auf den Wärmeübergang. Durch einfache Skalierung kann auch hier wieder eine ausreichende Genauigkeit erzielt werden.

4.7 Gekühlte Schaufeln

Die Skalierung der Wärmewiderstände auf Oberflächen mit Filmkühlung stellt einen besonderen Fall dar. Die Filmkühlung verursacht zwei Effekte. Primär sorgt der Kühlungsfilm dafür, dass die den Wärmestrom treibende Temperatur lokal bis maximal auf die Kühlstromtemperatur gesenkt wird. Dieser Effekt fließt über Gleichung 3.16 in das Abschätzungsmodell ein. Sekundär stellt die Einblasung eine Störung der Grenzschicht dar, was wiederum den Wärmeübergangskoeffizienten beeinflusst (vgl. Bunker, 2005).

Als Testfall für die Skalierung der Nußeltzahl auf filmgeköhlten Flächen dient der Zyklonfilmkühlprüfstand am Fachgebiet für Gasturbinen, Luft- und Raumfahrt-antriebe der TU Darmstadt. Die verwendeten Messungen der Filmkühleffektivität wurden durch Lerch et al. (2011) veröffentlicht.

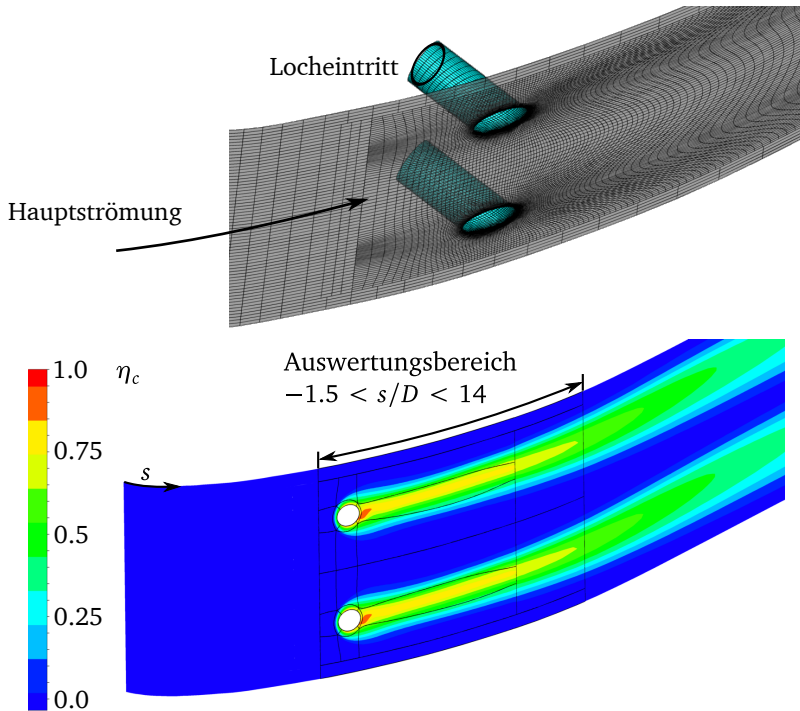


Abbildung 4.20: Rechnetz und Auswertebereich der lokalen Filmkühleffektivität der Zyklonkühlungskaskade

Ein Schaufelausschnitt in der Höhe zweier Bohrungen (Bohrung 4 und 5) wurde mit 2 Millionen Punkten vernetzt. Das Netz ist in Abbildung 4.20 gezeigt. Es wurde im Bereich der Bohrungen erheblich verdichtet und um das zweifache des Durchmessers in die Bohrungen hineingeführt. Am Bohrungseintritt wurden Massenstrom und Temperatur der Messkampagne vorgegeben. Die Eintrittsgeschwindigkeit ist mangels verfügbarer Messdaten normal zur Eintrittsfläche. Als Turbulenzmodell wurde das SST-Modell verwendet. Als Referenzdaten dient die flächengemittelte Filmkühleffektivität innerhalb des in Abbildung 4.20 gezeigten Auswertebereichs. Das D steht hier für den Bohrungsdurchmesser.

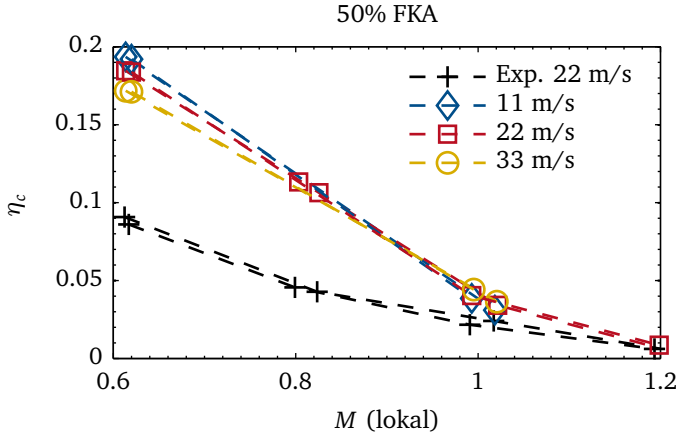


Abbildung 4.21: Gemessene und berechnete mittlere Filmkühleffektivität der Zyklonkühlungskaskade

Abbildung 4.21 zeigt die gemittelte Filmkühleffektivität beider Bohrungen in Abhängigkeit von der Ausblaserate:

$$M = \frac{\rho_c v_c}{\rho_\infty v_\infty} \quad (4.12)$$

Der Trend wird generell richtig wiedergegeben. Quantitativ liegt die CFD weit neben den Messungen. Hierbei muss beachtet werden, dass der in den Messungen ausgewertete Bereich in unmittelbarer Lochnähe liegt. Auch andere numerische Arbeiten wie die von Lin & Shih (2001) oder Ledezma et al. (2011) weisen in Lochnähe vergleichbare Differenzen auf. Dies wird allgemein auf die Unzulänglichkeiten der RANS-Modellierung zurückgeführt. Dazu kommt in dem vorliegenden Fall noch das Problem, dass die Eintrittsbedingungen der Kühlluft in die Bohrungen bis auf Massenstrom und Temperatur unbekannt sind. Laut Bunker (2005) wirkt sich ab einem Verhältnis zwischen Lochlänge und -durchmesser von $L/D < 6$ die Einströmung in das Loch auf dessen Ausströmung aus. Im vorliegenden Fall liegt das Verhältnis bei 3. Die für die Berechnungen zwangsweise angenommene glatte Einströmung in die Bohrungen verursacht daher sicherlich einen großen Anteil an den auftretenden Differenzen.

Die Eintrittsgeschwindigkeit der Hauptströmung lag bei den Messungen bei 22 m/s. Für die CFD wurde sie zwischen 11 und 33 m/s variiert. Die Ausblaserate wurde dabei konstant gehalten. Für die in Abbildung 4.21 gezeigten Rechnungen

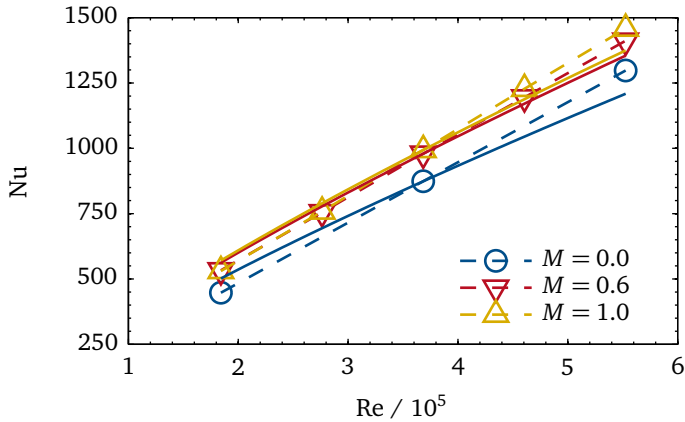


Abbildung 4.22: Nußeltzahl der Zyklonkühlungskaskade bei verschiedenen Ausblaseraten

bestätigt sich, dass die Filmkühleffektivität unter Einhaltung einer konstanten Ausblaserate unabhängig von der Eintrittsgeschwindigkeit ist. Abbildung 4.22 zeigt die flächengemittelte Nußeltzahl derselben Fläche in Abhängigkeit von der Reynoldszahl am Eintritt. Die Nußeltzahl wurde durch die so genannte energetische Lösung berechnet, bei der Hauptstrom- und Kühllufttemperatur gleich sind (vgl. Dees et al., 2011). Hier zeigt sich, dass der Wärmeübergangskoeffizient bei gegebener Kühlungskonfiguration wieder stark von der Reynoldszahl am Eintritt abhängt. Die durchgezogenen Linien zeigen wieder das Ergebnis einer Skalierung der Nußeltzahlen des Falls mit 22 m/s Eintrittsgeschwindigkeit. Für den ungekühlten Fall $M = 0,0$ wurden die Kühlbohrungen aus dem Netz entfernt. Die Abweichungen der Skalierung von den gekühlten CFD-Rechnungen sind mit dem ungekühlten Fall vergleichbar. Abbildung 4.22 zeigt zusätzlich, dass selbst die Ausblaserate einen nachrangigen Einfluss auf die Nußeltzahl hat.

Die Untersuchungen zeigen, dass zur Berücksichtigung der Filmkühlung lediglich zusätzliche Informationen über die zu erwartende Filmkühleffektivität notwendig sind. Der Skalierungsansatz für die Nußeltzahl bleibt auch hier gültig.

4.8 Rotoren

Die Existenz von bewegten Wänden führt in Rotorpassagen im Vergleich zum Stator zu komplexeren Strömungsverhältnissen. Werden die im Relativsystem auftretenden Scheinkräfte vernachlässigt, verhält sich der Rotor im mit der Rotordrehzahl drehen-

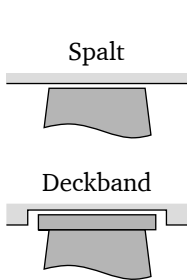
den Relativsystem wie ein Stator. So kann auf Basis mittels Relativgeschwindigkeit gebildeter Reynoldszahlen eine Skalierung der Nußeltzahlen vorgenommen werden. Die treibende Temperatur muss hier auf Basis der relativen Totaltemperaturen bestimmt werden. Die Rotordrehzahl fließt in die Bestimmung der Strömungsgrößen im Relativsystem ein. Abgesehen davon bleibt der bisher verwendete Skalierungsansatz weiter gültig. Die im Folgenden diskutierten Ergebnisse zeigen, dass diese Annahme an der Nabe zu brauchbaren Ergebnissen führt. Die Vernachlässigung der Scheinkräfte ist für die hier behandelten vornehmlich axial ausgerichteten Rotorpassagen gültig. Mit steigenden Differenzen zwischen Ein- und Austrittsradius würde durch die Corioliskraft auch im Relativsystem Arbeit geleistet, wodurch die Annahme konstanter relativer Totaltemperaturen nicht mehr gültig wäre.

Im Gegensatz zu den in Hochdruckturbinen üblichen Statorpassagen, in denen alle Wände fest stehen, existieren in Rotorpassagen aber sowohl drehende als auch stehende Wände. Dies führt dazu, dass im Relativsystem die Gehäusewand mit der dem Rotor entgegengesetzten Drehzahl rotiert. Als Konsequenz muss die Nußeltzahl an der Gehäusewand neben der Durchfluss-Reynoldszahl

$$\text{Re}_D = \frac{\rho v_a D_h}{\mu} \quad (4.13)$$

auch von einer Reynoldszahl der Rotation abhängen. Diese wird im Allgemeinen durch folgenden Ausdruck definiert:

$$\text{Re}_\omega = \frac{\rho \omega r^2}{\mu} \quad (4.14)$$



Das stehende Gehäuse und der drehende Rotor müssen konstruktiv voneinander getrennt werden. Dies kann entweder, wie in der Skizze angedeutet, durch einen Spalt, oder, wie unten angedeutet, durch ein so genanntes Deckband realisiert werden. Im Falle eines Deckbands kann an dessen Unterseite bei der Skalierung analog zur Nabe vorgegangen werden. Für den darüber liegenden Dichtspalt stehen spezielle Korrelationen zur Verfügung, aus denen Skalierungsvorschriften abgeleitet werden können (z. B. Wittig et al., 1987). In dieser Arbeit sollen jedoch deckbandlose Rotoren betrachtet werden.

Childs et al. (1992) untersuchten hierzu den Wärmeübergang auf einer rotierenden Trommel, über der die Statorreihe eines Verdichters mit 60 Schaufeln montiert

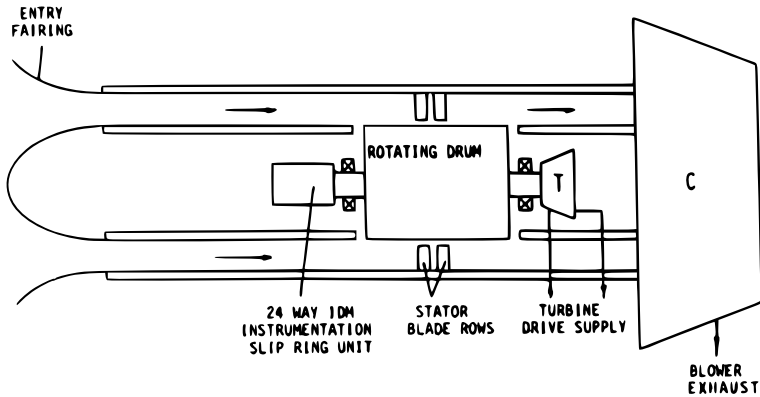


Abbildung 4.23: Versuchsaufbau von Childs et al. (1992)

war. Abgesehen von den Scheinkräften, ähnelt ihr in Abbildung 4.23 gezeigter Versuchsaufbau dem Relativsystem des Rotors. Für den Wärmeübergang auf der dem Stator zugewandten Fläche der Trommel wurde folgende Korrelation angegeben:

$$\text{Nu} = 5,62 \times 10^4 \text{Re}^{0,852} \text{Re}_\omega^{0,21} \left(\frac{\delta}{r_2 - r_1} \right)^{-0,207} \quad (4.15)$$

Der letzte Ausdruck beschreibt den Einfluss des Rotorspalts δ im Verhältnis zur Kanalhöhe. Die Korrelation basiert auf Messungen und ist für $\text{Re} \leq 3,7 \times 10^5$ und $\text{Re}_\omega \leq 1,5 \times 10^6$ gültig (vgl. Monico, 1994).

Die Strömungsphänomene an der Schaufelspitze sind allerdings zu komplex, als dass sich die Nußeltzahl über eine solche Korrelation beschreiben ließe. Schon früh begann man, sich auch numerisch mit diesem Thema auseinanderzusetzen (siehe Metzger et al., 1991). Gefördert durch die steigende Rechenleistung wurden immer komplexer werdende Schaufelspitzengeometrien wie zum Beispiel von Ameri et al. (1998), Bunker et al. (2000) und Ameri & Bunker (2000) untersucht. Die Arbeiten auf diesem Gebiet wurden von Bunker (2001) für den Zeitraum von 1955 bis 2000 zusammengefasst. In den Arbeiten von Key & Arts (2006) und Tang et al. (2008) finden sich zusätzlich weitere, umfangreiche Literaturübersichten aktuellerer Arbeiten. Seit der Arbeit von Childs et al. (1992) gelang es nach Wissensstand des Autors jedoch nicht mehr, die gewonnenen Erkenntnisse durch bessere Korrelationen abzubilden.

Analog zu der Untersuchung an Statoren wurden auch für Rotoren CFD-Rechnungen durchgeführt. Hierfür wurde der Rotor der ersten Hochdruckturbi-

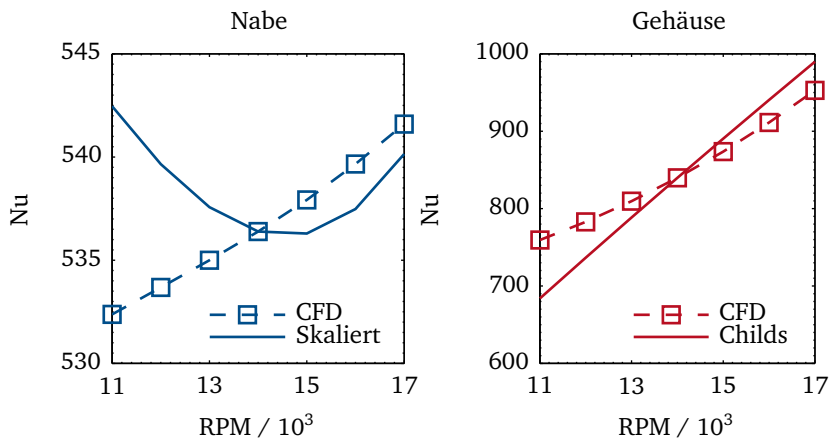


Abbildung 4.24: Nußeltzahlen an Rotorendwänden in Abhängigkeit von der Drehzahl

nenstufe desselben Triebwerks wie in Abschnitt 4.6 verwendet. Die numerische Modellierung entspricht der des dort behandelten Stators. Die Netzaufösung ist vergleichbar. Durch die detaillierte Modellierung des Spalts ist das Netz allerdings mit 2,5 Millionen größer. Tang et al. (2008) untersuchte numerisch die Spaltströmung einer Turbinenschaufel in einer Kaskade und verglich die Ergebnisse mit Messungen. Bei der dabei durchgeführten Netzstudie zeigten die drei feinsten Netze (einmal 5 Millionen, zweimal 2,8 Millionen) zwar verbleibende Abweichungen zum Experiment, wiesen aber untereinander nur vernachlässigbare Differenzen auf. Wheeler et al. (2009) verwendeten für CFD-Berechnungen der von Thorpe et al. (2005) untersuchten transonischen Kaskade ebenfalls 2,5 Millionen Punkte.

Zunächst wurde die Drehzahl des Rotors zwischen 11 000 und 17 000 Umdrehungen pro Minute variiert. Um den Einfluss von Fehlanströmung auf den Wärmeübergang auszuschließen, wurden bei den Rechnungen Strömungswinkel, Totaldruck und Totaltemperatur der Anströmung im Relativsystem konstant gehalten. Am Austritt wurde ein konstanter statischer Druck in Verbindung mit einem radialen Gleichgewicht vorgegeben. Der Massenstrom konnte so in einer Bandbreite von etwa 0,5% konstant gehalten werden. In Abbildung 4.24 werden die berechneten Nußeltzahlen an Nabe (links) und Gehäuse (rechts) jeweils mit den Ergebnissen der Skalierung verglichen. An der Nabe wurde die Nußeltzahl im Relativsystem durch

bisher verwendete Skalierungsvorschrift abgeschätzt. Auffällig ist, dass der Trend der CFD hier nicht korrekt wiedergegeben werden kann. Hierbei müssen aber die Größenverhältnisse beachtet werden. Die Reynoldszahl ändert sich verglichen mit dem Ausgangsfall um maximal 1%. Dadurch treten bei der Nußeltzahl, die sich um etwa 1,5% ändert, verstärkt Sekundäreffekte hervor. Sowohl die Reynoldszahl der Durchströmung als auch die Nußeltzahl an der Nabe bleiben im vorliegenden Fall quasi konstant. Anders verhält es sich am Gehäuse. Die Rotationsreynoldszahl Re_ω variiert um $\pm 20\%$. Die angewandte, auf der Korrelation von Childs (Gleichung 4.15) basierende Skalierungsvorschrift

$$Nu = Nu^* \left(\frac{Re}{Re^*} \right)^{0,852} \left(\frac{Re_\omega}{Re_\omega^*} \right)^{0,21} \quad (4.16)$$

führt zu guten Ergebnissen.

Abbildung 4.25 zeigt Berechnungen mit demselben CFD-Modell, bei denen der Massenstrom ausgehend von 8,5 kg/s variiert wurde. Die Randbedingungen am Eintritt sind unverändert. Am Austritt wurde hingegen anstelle des statischen Drucks ein Zielmassenstrom vorgegeben, den der CFD-Löser durch iteratives Anpassen des Austrittsdrucks erreicht. Die Durchflussreynoldszahl variiert hier um $\pm 17\%$, die Rotationsreynoldszahl im Vorzeichen entgegengesetzt um $\pm 0,6\%$, was alleine auf die unterschiedliche Dichte des Fluids zurückzuführen ist. An der Nabe kann das CFD-Ergebnis durch Skalierung gut wiedergegeben werden. Lediglich im Bereich der Massenströme über 9 kg/s, was einer Steigerung des Massenstroms um etwa 6% entspricht, kommt es zu nennenswerten Abweichungen im Bereich von bis zu etwa 7%. Am Gehäuse können die CFD-Ergebnisse durch die Skalierung nach Gleichung 4.16 (rote Quadrate) nicht korrekt wiedergegeben werden. Während die Skalierungsergebnisse basierend auf der Durchflussreynoldszahl monoton steigen, fallen die Nußeltzahlen der CFD ab 8,5 kg/s wieder ab.

Abbildung 4.26 zeigt links schematisch die Struktur der Sekundärströmung einer Schaufelpassage mit Spalt. Auf der Saugseite der Schaufel entsteht durch Passagen- und Spaltwirbel ein großes Gebiet mit starker Sekundärströmung. Beim Eintritt der Strömung in den Spalt bildet sich, wie auf der rechten Seite der Abbildung skizziert, an der druckseitigen Kante eine Ablöseblase, die den Spaltquerschnitt verengt (*vena contracta*, vgl. Sjolander & Cao, 1995). Führt die Verengung zum Erreichen der Schallgeschwindigkeit, wird der Spaltstrom durch die folgende Ausweitung des Querschnitts in den Überschallbereich beschleunigt. Die starke Beschleunigung des Spaltstroms senkt lokal die adiabate Wandtemperatur. Da für die Berechnung der hier verwendeten Nußeltzahlen die relative Totaltemperatur am Eintritt verwendet

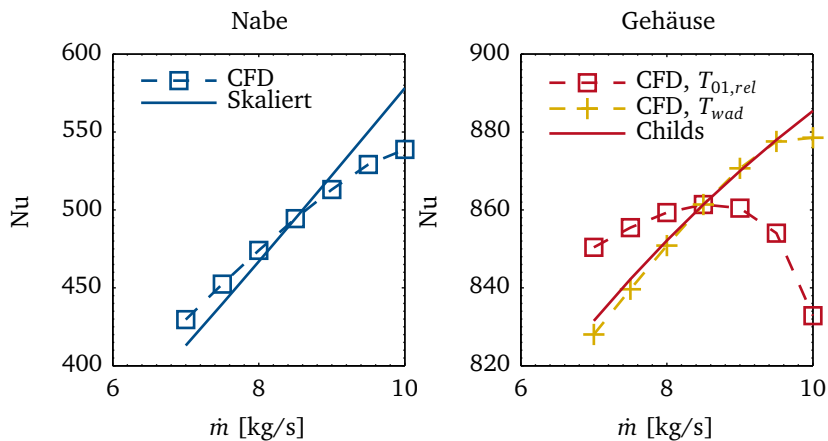


Abbildung 4.25: Nußeltzahlen an Rotorendwänden in Abhängigkeit vom Massenstrom

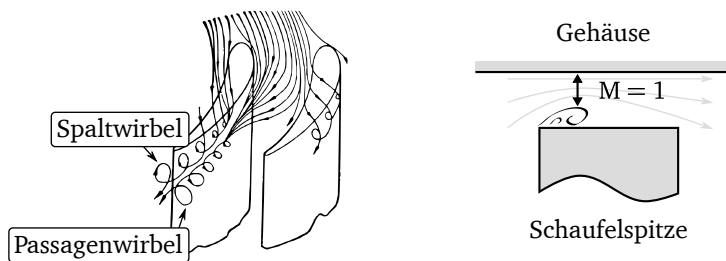


Abbildung 4.26: Schematische Darstellung der Schaufelspitzenströmung, links schematische Passagenströmung von Harvey et al. (2006), rechts vena contracta

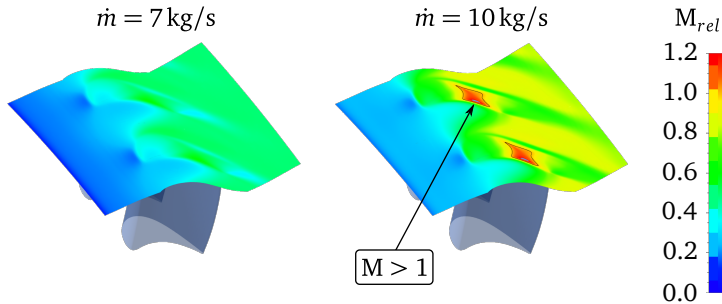


Abbildung 4.27: Relative Machzahl auf Spalzhöhe aus zwei CFD-Berechnungen

wurde, führt dies rechnerisch zu geringeren Nußeltzahlen. Der Vergleich der CFD-Lösungen bei $\dot{m} = 7 \text{ kg/s}$ und $\dot{m} = 10 \text{ kg/s}$ in Abbildung 4.27 zeigt, dass bei hohen Massenströmen lokal in der Spaltregion stark erhöhte Machzahlen auftreten, obwohl das Gesamtniveau der Machzahl in der Passage moderat ist.

In einem zweiten Schritt wurden für die Bestimmung der Nußeltzahl mittels CFD berechnete adiabate Wandtemperaturen verwendet. Die Nußeltzahlen wurden zum besseren Vergleich auf den Auslegungsfall bezogen und sind in Abbildung 4.25 durch gelbe Kreuze dargestellt. Die Korrektur kompensiert die vorher beobachteten Abweichungen nahezu vollständig. Childs et al. (1992) selbst verwendeten die Totaltemperatur, wiesen aber darauf hin, dass dies nur aufgrund der in ihrem Versuch niedrigen Machzahlen möglich ist.

Wheeler et al. (2009) identifizierten bei ihren Untersuchungen einer Kaskade denselben Effekt. Die Machzahlen am Austritt lagen zwischen 0,1 und 0,98 und das CFD-Ergebnis für $Ma = 0,1$ sagte um 60% niedrigere Nußeltzahlen voraus. Im hier vorliegenden Fall des Rotors erreichen die Austrittsmachzahlen mit 0,4 bis 0,75 zwar nur ein niedrigeres Niveau. Aufgrund der höheren Schaufelbelastung werden aber auf der Saugseite die gleichen Machzahlen bis etwa 1,15 erzielt, die Voraussetzungen sind also ähnlich. Das Verhältnis der Gastemperatur am Eintritt zur Wandtemperatur lag in den Untersuchungen von Wheeler et al. (2009) bei 1,5. Bei den Rechnungen des Autors liegt ein Verhältnis von 1,3 vor, was den Effekt der sinkenden adiabaten Wandtemperatur zusätzlich verstärkt.

Am Gehäuse der Rotorpassagen ist daher beim Skalieren Vorsicht geboten. Eine Skalierung unter Verwendung adiabater Wandtemperaturen aus CFD-Rechnungen führt zwar zu guten Ergebnissen, ist aber nicht wünschenswert, da die skalierten Nußeltzahlen zeitlich vor der Verfügbarkeit von CFD-Berechnungen verwendet werden sollen. Sofern sich die Machzahl im Spalt zwischen Referenz- und Auslegungsfall

erheblich ändert, müsste dieser Einfluss über einen *recovery factor* berücksichtigt werden. Dies setzt aber eine verlässliche Abschätzung der im Spalt auftretenden Geschwindigkeiten voraus, zum Beispiel über ein Modell wie das von Heyes & Hodson (1993).

4.9 Kavitäten und Kühlungskanäle

In diesem Abschnitt soll die Verwendbarkeit der entwickelten Skalierungsvorschrift für Kavitäten und Kühlungskanäle untersucht werden. Im Gegensatz zur Schaufelpassage ist der Einsatz von CFD im Bereich der Sekundärluft eher unpopulär. Die Erfahrung bleibt in diesem Bereich weit hinter der bei Passagenströmungen zurück. Dies kann auch auf die Problematik zurückgeführt werden, dass die Strömungen in den Kavitäten und Kanälen im Vergleich zur Heißgasströmung viel stärker durch großskalige Wirbel und Ablösungen geprägt sind. Diese Strömungsphänomene sind hochgradig instationär und lassen sich numerisch nur schwer handhaben. Simoneau & Simon (1992) gehen daher sogar soweit, zu behaupten, dass empirische Korrelationen, sofern sie für den gegebenen Fall vorhanden und gültig sind, CFD-Berechnungen vorgezogen werden sollten. In Arbeiten wie denen von Lewis & Provins (2004) oder Saunders et al. (2007) werden hingegen CFD-berechnete Wärmeübergangskoeffizienten verwendet und gute Ergebnisse erzielt. Besonders die letztgenannte Veröffentlichung gibt zudem einen guten Eindruck über die Komplexität der Strömung in Kavitäten.

Die in Hochdruckturbinen auftretenden Fälle von Strömungen im Bereich der Sekundärluft sollen wie folgt aufgeteilt werden:

1. Kavitäten ohne Durchströmung
2. Kavitäten mit Durchströmung und ausschließlich stehenden, bzw. ausschließlich rotierenden Wänden
3. Kavitäten mit Durchströmung und sowohl stehenden als auch rotierenden Wänden
4. Spezielle Wandoberflächen zur Steigerung der Kühleffektivität

Kavitäten ohne Durchströmung sind mit Nußeltkorrelationen für freie Konvektion besser handhabbar als mit CFD und sollen daher hier nicht weiter behandelt werden. Die drei anderen Fälle werden in den folgenden Unterabschnitten beschrieben.

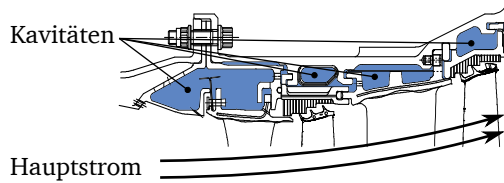


Abbildung 4.28: Beispiel für Kavitäten im Bereich des Turbinengehäuses

4.9.1 Kavitäten mit stehenden Wänden

Abbildung 4.28 zeigt beispielhaft die Kavitäten im Bereich des Gehäuses einer Hochdruckturbinen. Bis auf den Punkt, dass diese Kavitäten alle von einem Kühlmassenstrom durchströmt und nur von stehenden Wänden umgeben werden, haben sie keine Gemeinsamkeit. Somit weist auch jede dieser Kavitäten ihr eigenes Strömungsbild auf, zudem ist es dreidimensional und sehr komplex. Für stehende Kavitäten existieren daher quasi keine Untersuchungen.

Um die Skalierbarkeit der Nußeltzahlen in solchen Kavitäten abzuschätzen, wurde ein Beispielfall anhand von CFD-Rechnungen untersucht. Abbildung 4.29 zeigt den Aufbau einer sich unter dem bereits untersuchten Stator einer Hochdruckturbinen befindenden Kavität. Die eintretende Sekundärluft wird vom Verdichter unter der Brennkammer entlang in die modellierte Kavität geleitet. Von dort aus gelangt sie in den ersten Stator, um für die Filmkühlung der Schaufeloberfläche verwendet zu werden. Das verwendete Netz besteht aus 500 000 Punkten. Die Rechnungen wurden wieder sowohl mit dem SA- als auch mit dem SST-Modell durchgeführt, die im Folgenden gezeigten Verläufe unterscheiden sich für beide Modelle nur marginal.

Der Reynoldszahl wurde über eine Variation des Eintrittsmassenstroms geändert. Zur Bestimmung der Nußeltzahl wurden an den in Abbildung 4.29 gekennzeichneten Flächen „Unterseite“, „Oberseite“ und „Kanal“ Wandtemperaturen vorgegeben. Abbildung 4.30 zeigt die berechnete Nußeltzahl in Abhängigkeit vom Eintrittsmassenstrom. In grün sind die Ergebnisse der Skalierung unter Annahme turbulenter ($n = 0,8$) und laminarer Grenzschichten ($n = 0,5$) gezeigt. Die CFD-Rechnungen wurden voll-turbulent durchgeführt, doch aufgrund des schon bei der ebenen Platte beobachteten pseudo-transitionalen Verhaltens können trotzdem Bereiche mit laminarer Grenzschicht auftreten. Im Austrittskanal stimmt die turbulente Skalierung gut mit den CFD-Ergebnissen überein. An der Oberseite der Kavität trifft dies nur für Massenströme $\dot{m} > 0,4$ zu, für kleine Massenströme verlaufen die CFD-Ergebnisse entlang den Werten der laminaren Skalierung. Der Verlauf der CFD-Ergebnisse an

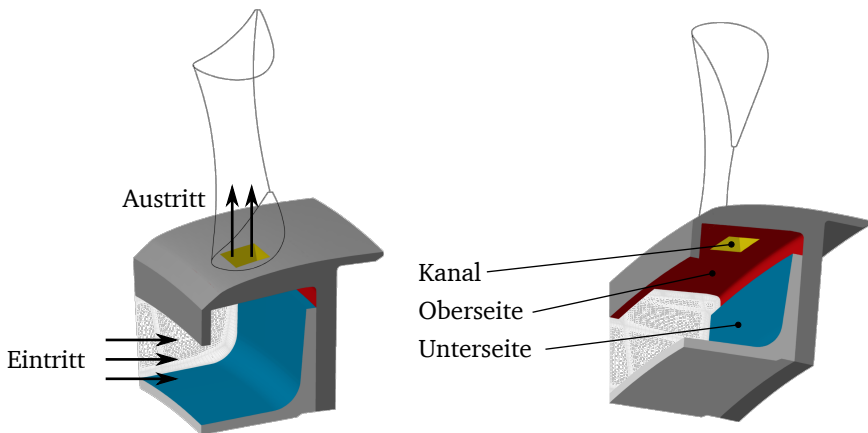


Abbildung 4.29: CFD-Modell einer typischen Nabenkavität

der Unterseite stimmt dagegen für alle Massenströme eher mit der laminaren Skalierung überein, ist aber sehr unstetig. Dieses Verhalten weist auf zwei Probleme hin: Zum einen treten in den Kavitäten wegen der niedrigen Geschwindigkeiten große Bereiche laminarer Grenzschichten auf. Dies führt dazu, dass die Annahme von $n = 0,8$ nicht mehr gerechtfertigt ist. Auch stehen für komplexe dreidimensionale Strömungen keine geeigneten Transitionsmodelle zur Verfügung, so dass selbst die CFD-Ergebnisse zweifelhaft sind. Zum anderen ist die Strömung, besonders nahe der Unterseite, stark von Wirbeln geprägt. Die lokalen Geschwindigkeiten hängen dadurch weniger stark von der zur Berechnung der Reynoldszahl herangezogenen Geschwindigkeit am Eintritt ab. Die stark perturbierte Strömung, wie sie bereits in Abschnitt 3.4.2 angesprochen wurde, kann neben laminaren Grenzschichten ein weiterer Grund für die geringere Steigerung der Nußeltzahlen sein. Die Skalierung kann hier also keine verlässlichen Abschätzungen liefern. Im Gegensatz dazu ist die Hauptströmung im Austrittskanal durch die Verengung bedeutend schneller ($v_1 \approx 10 \text{ m/s}$, $v_2 \approx 100 \text{ m/s}$) und dominiert das Strömungsbild im Vergleich zu den Sekundäreffekten.

Die Skalierung der Grenzschichtwiderstände in Kavitäten muss dementsprechend mit Vorsicht angewendet werden, insbesondere was den Zustand der Grenzschicht (laminar/turbulent) angeht. Sobald im Entwicklungszyklus Ergebnisse komplexerer Thermalmodelle zur Verfügung stehen, sollten diese mit den Skalierungsergebnissen abgeglichen werden.

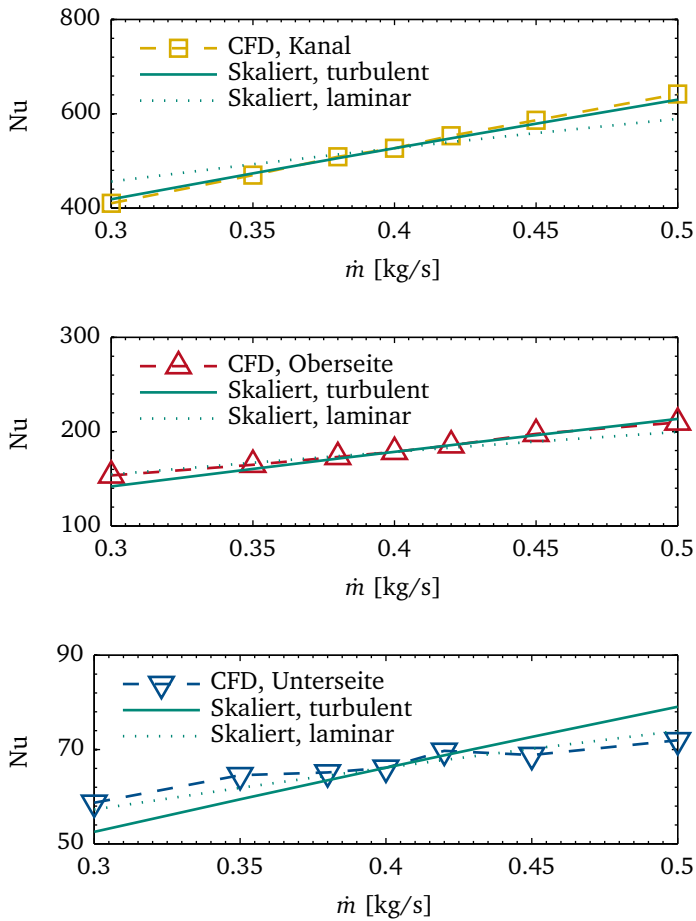


Abbildung 4.30: Nußeltzahlen der untersuchten Nabenkavität in Abhängigkeit vom Massenstrom

4.9.2 Rotor-Stator Kavitäten

Kavitäten mit stehenden und rotierenden Wänden treten zwangsweise überall dort auf, wo die rotierenden Bauteile der Hochdruckturbine von den stehenden konstruktiv durch einen Spalt getrennt werden müssen. Dies ist bei den die Rotorscheibe umgebenden Kavitäten, sowie bei Turbinen mit Deckbändern zwischen dem Deckband und dem Gehäuse der Fall. Die Rotorscheibe muss sowohl hohen Temperaturen als auch einer starken mechanischen Belastung standhalten und ist daher ein besonders kritisches Bauteil. Von daher waren Untersuchungen des Wärmeübergangs in Rotor-Stator Kavitäten schon sehr früh Gegenstand intensiver Forschungen.

Prinzipiell existieren in Rotor-Stator Kavitäten wie bei Rotorpassagen sowohl stehende als auch drehende Wände. Die Kavitäten werden daher auch durch zwei Reynoldszahlen charakterisiert. Zum einen durch die hier mittels Außendurchmesser gebildete Rotationsreynoldszahl

$$\text{Re}_\omega = \frac{\rho \omega r_a^2}{\mu}, \quad (4.17)$$

zum anderen durch die Durchflussreynoldszahl, die allerdings meistens in Form des Massenstromkoeffizienten

$$C_w = \frac{\dot{m}}{\mu r_a} \quad (4.18)$$

angegeben wird. Als Referenzlänge zur Bildung der Nußeltzahl wird der Außendurchmesser r_a verwendet.

Die komplexen Strömungsvorgänge in Rotor-Stator Kavitäten sind ein weitläufiges Forschungsgebiet, das in dieser Arbeit nur kurz umrissen werden kann. Die Erläuterungen in dieser Arbeit sind daher stark auf die Möglichkeit begrenzt, inwiefern geeignete Korrelationen zur Abschätzung der Nußeltzahlen verfügbar sind. Folgende Punkte werden daher behandelt:

- Eine Einführung in die Theorie der Rotor-Stator Kavitäten soll den Stand der Forschung, vor allem hinsichtlich Nußeltkorrelationen kurz umreißen.
- Darauf folgend wird ein kurzer Überblick über CFD-Arbeiten gegeben.
- CFD-Berechnungen eines akademischen Rotor-Stator Spalts werden mit Korrelationen für die Rotorseite verglichen.
- Gleiches wird für die Statorseite durchgeführt.

- Korrelationen für die Rotorseite werden mit CFD-Berechnungen einer realistischen Rotor-Stator Geometrie verglichen.
- Wieder wird am selben Fall die Statorseite untersucht.
- Die für diese Arbeit relevanten Erkenntnisse werden zusammengefasst.

Einführung in die Theorie der Rotor-Stator Kavitäten

Einen Ausgangsfall stellt die freie, rotierende Scheibe dar. Dorfman (1963) löste die Energiegleichung unter Annahme einer vom Scheibenradius abhängigen Wandtemperatur der Form

$$T_w(r) = cr^k \quad (4.19)$$

und erhielt folgenden Ausdruck für die gemittelte Nußeltzahl an der Stirnseite:

$$\text{Nu} = 0,0197(k+2)(k+2,6)^{-0,8} \text{Pr}^{0,6} \text{Re}_\omega^{0,8}. \quad (4.20)$$

Hierbei handelt es sich wieder um eine Korrelation der Form $\text{Nu} = C \text{Re}_\omega^n$. Durch $\text{Pr} = 0,72$ ergibt sich für eine konstante Wandtemperatur $C = 0,0151$ und für die in Experimenten häufiger auftretende parabolische Wandtemperatur $C = 0,0191$. Wie bei Shevchuk (2001) hängt C von der Temperaturverteilung ab, der für die Skalierung so wichtige Koeffizient der Reynoldszahl jedoch bleibt konstant bei 0,8. Owen et al. (1974) verwendete die Reynolds-Analogie zwischen Wandschubspannung und Wärmeübergangskoeffizienten, um aus dem gemessenen Moment einer rotierenden Scheibe die Korrelation

$$\text{Nu} = 0,0171 \text{Re}_\omega^{0,814} \quad (4.21)$$

abzuleiten. Der Unterschied des Exponenten ist jedoch gering und daher vernachlässigbar.

Die freie, rotierende Scheibe kann als Grenzfall eines unendlich großen Rotor-Stator Spalts ohne Massenstrom interpretiert werden. Abbildung 4.31 zeigt Messungen von Owen et al. (1974) mit endlichen Spaltbreiten. Für große Spaltbreiten stimmen die Messdaten gut mit der Korrelation freier Scheiben überein. Wird die Spaltbreite verringert, stellt sich bei $G \approx 2,93 \text{Re}_\omega^{-0,34}$ ein Minimum der Nußeltzahl ein. Dies ist darauf zurückzuführen, dass sich das im Spalt eingeschlossene Fluid außerhalb der Grenzschichten mit dem etwa 0,35-fachen der Rotordrehzahl zu drehen beginnt, was zu einem Absinken der Schubspannung und Nußeltzahl am Rotor führt. Verringert man den Spalt weiter, entsteht eine ausgebildete Couette-Strömung, die

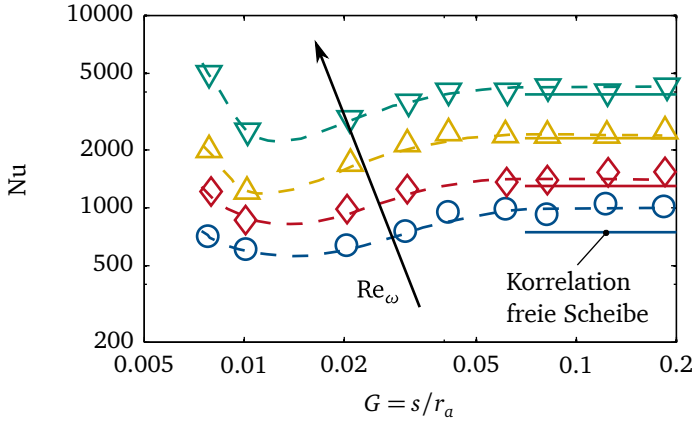


Abbildung 4.31: Nußeltzahlen von Rotor-Stator Spalten in Abhängigkeit von Spaltbreite und Drehzahl, $C_w = 0$ (aus Owen et al., 1974)

zu wieder ansteigenden Nußeltzahlen führt. Die Nußeltzahl üblicher kleiner Spalte ist also höher als die freier Scheiben.

Addiert sich zu der Rotation eine Durchströmung der Kavität, wird das Strömungsbild noch komplexer. Abbildung 4.32 zeigt Rechnungen und Messungen an Rotor-Stator Spalten für verschiedene Drehzahlen und zwei Massenströme. Der Massenstrom wird bei Rotor-Stator Kavitäten üblicherweise durch den Massenstromkoeffizienten C_w ausgedrückt. Er lag bei den Versuchen bei $C_w = 3,2 \times 10^4$ und $7,5 \times 10^4$. Bei hohen Re_ω dominiert die Rotation, wodurch sich die Nußeltzahl den Werten für eine freie Scheibe nähert. Ab einem Verhältnis von

$$\frac{C_w}{2\pi G Re_\omega} > 1,7 \quad (4.22)$$

ist die Rotation vernachlässigbar und die Nußeltzahl am Rotor kann über

$$Nu = 0,0145 \left(\frac{C_w}{G} \right)^{0,8} \quad (4.23)$$

bestimmt werden.

Für die Statorwand zeigt Owen et al. (1974) anhand mehrerer Messungen, dass der Wärmeübergang selbst von sehr kleinen Durchströmungen schon dominiert wird. Die Nußeltzahl kann daher unabhängig von der Rotation durch folgende Beziehung ermittelt werden:

$$Nu = 0,76 C_w^{0,57} G^{-0,32} \quad (4.24)$$

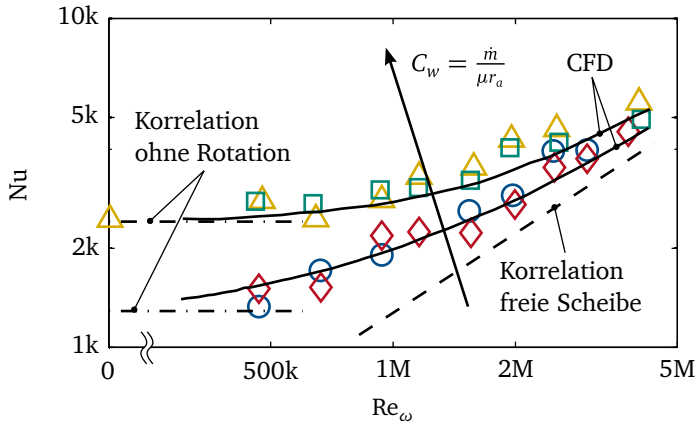


Abbildung 4.32: Nußeltzahlen von durchströmten Rotor-Stator Spalten in Abhängigkeit von Drehzahl und Massenstrom, $G = 0,02$ (aus Owen et al., 1974)

Massenstrom	\dot{m}	0,1 kg/s
Drehzahl	ω	1500 rad/s
Außenradius	r_a	0,25 m
Spaltbreite	s	$\approx 0,002$ m
Red. Spaltbreite	G	0,02
Massenstromkoeffizient	C_w	8725
Rotationsreynoldszahl	Re_ω	3×10^6

Tabelle 4.2: Typische Kenngrößen für Rotor-Stator Kavitäten in Hochdrucksturbinen

In Tabelle 4.2 sind typische Kenngrößen für die in Hochdruckturbinen auftretenden Rotor-Stator Kavitäten aufgelistet. Beim Vergleich des Massenstromkoeffizienten und der Rotationsreynoldszahl mit den Daten aus Abbildung 4.32 fällt auf, dass Spalte im Bereich der angegebenen Werte eher durch Rotation dominiert werden. Andererseits zeigen die Daten auch bei Reynoldszahlen über 2×10^6 noch eine nicht vernachlässigbare Abhängigkeit vom Massenstrom. Es ist davon auszugehen, dass die genannten Korrelationen in der praktischen Anwendung hier problematisch sind. Die dominierende Drehzahl ist aber auch noch für einen zweiten Effekt von Bedeutung. Haynes & Owen (1975) zeigen in ihren Untersuchungen von Rotor-Stator Spalten mit verschiedenen Austrittsgeometrien, dass auch der geometrische Einfluss mit steigender Drehzahl abnimmt. Dies ist dahingehend interessant, da

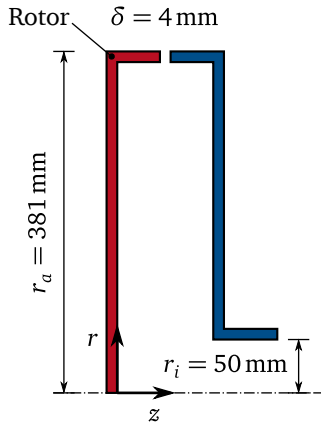


Abbildung 4.33: Rotor-Stator Spalt von Chen et al. (1996)

reale Rotor-Stator Kavitäten auch geometrisch weit von den untersuchten glatten Spalten entfernt sind. Dieser Effekt käme der praktischen Anwendung entgegen.

CFD-Berechnungen von Rotor-Stator Kavitäten

Erste Versuche, CFD auch für Rotor-Stator Kavitäten zu verwenden, wurden bereits von Chew (1984) an einem glatten Spalt zwischen einer feststehenden und einer rotierenden Scheibe unternommen. Zehn Jahre später präsentierten Virr et al. (1994) zweidimensionale Berechnungen mit realistischeren Geometrien. Auch Wilson et al. (1997) untersuchten komplexere Aufbauten sowohl experimentell als auch numerisch. In diesen Jahren konzentrierte sich die Forschungsarbeit aber hauptsächlich auf die Verbesserung der numerischen Modellierung geometrisch einfacher Rotor-Stator Spalte. So untersuchten zum Beispiel Schiestel et al. (1993) und Poncet & Schiestel (2007) wegen des starken Einflusses der Rotation auf die Turbulenz die Verwendung von Reynolds-Stress-Modellen, Raguenet & Laroche (2000) betrachteten die thermische Interaktion der beiden Seitenwände.

Erst die steigende Rechnerleistung und vermehrte Anwendung unstrukturierter Netze ermöglichten etwa innerhalb der letzten fünf Jahre die Berechnung komplexer Spaltgeometrien, zum Beispiel von Illingworth et al. (2005), Lewis et al. (2007) und Javiya et al. (2010).

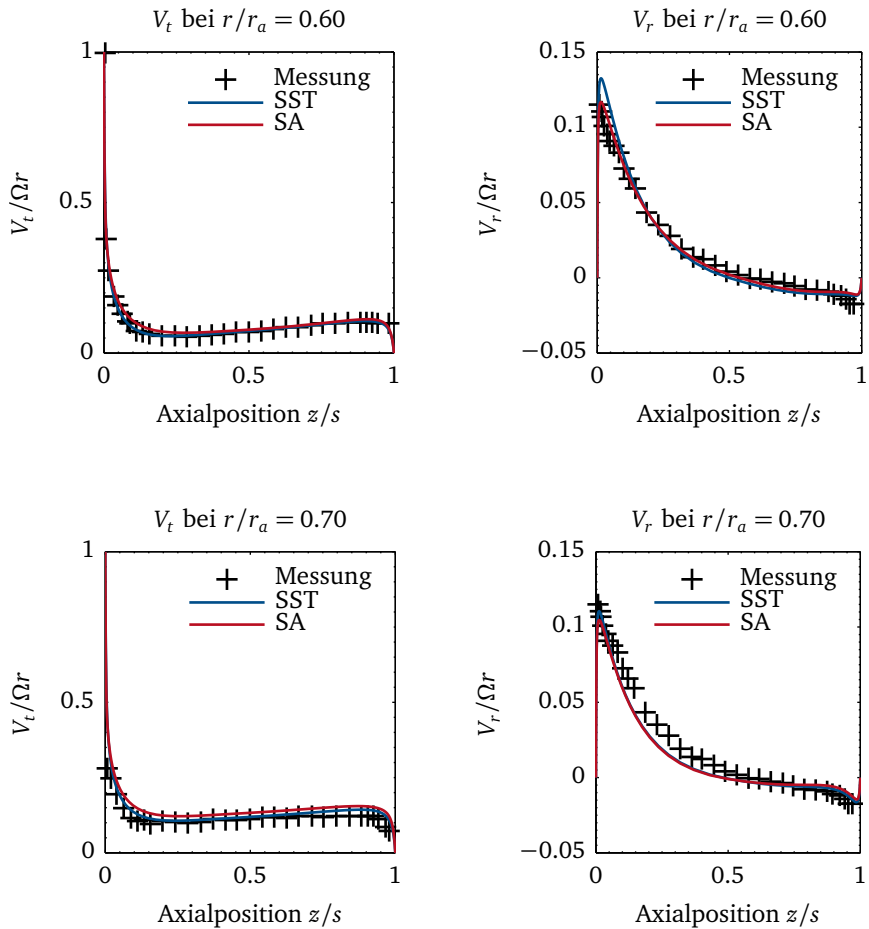


Abbildung 4.34: Tangential- und Radialgeschwindigkeit des Rotor-Stator Spalts von Chen et al. (1996), Abb. 1/2

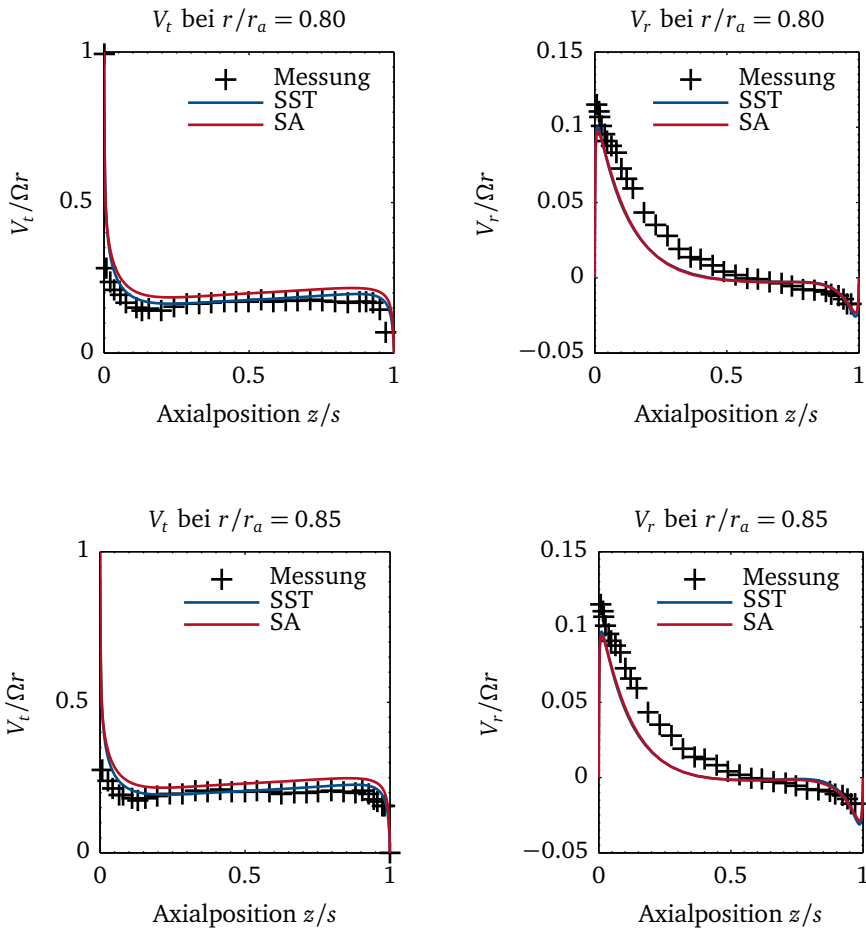


Abbildung 4.35: Tangential- und Radialgeschwindigkeit des Rotor-Stator Spalts von Chen et al. (1996), Abb. 2/2

Untersuchung der Rotorseite eines Rotor-Stator Spalts

Die Messungen eines glatten Rotor-Stator Spalts von Chen et al. (1996) wurden zur Validierung des in dieser Arbeit erstellten CFD-Modells verwendet (siehe Abbildung 4.33). Das verwendete zweidimensionale Netz besteht aus 54 000 Punkten. Ein- und Austritt wurden jeweils mit dem zehnfachen der Spaltbreite verlängert, um eine korrekte Zuströmung und einen Austritt ohne Rückströmung zu ermöglichen. Der dimensionslose Wandabstand liegt an Rotor und Stator stets unter eins. Zum Vergleich wurde für alle Fälle das SST- und das SA-Modell verwendet. Die Abbildungen 4.34 und 4.35 zeigen die Tangential- und Radialgeschwindigkeiten zwischen Rotor ($z/s = 0$) und Stator ($z/s = 1$) an den Messpositionen bei 60, 70, 80 und 85% des Außendurchmessers. Das SST-Modell bildet die tangential Scherschicht etwas besser ab, liegt aber immer näher an dem Ergebnis des SA-Modells als an den Messungen. Insgesamt ist die Übereinstimmung der Tangentialgeschwindigkeiten gut. Bei 60% des Außendurchmessers fällt auf, dass das SST-Modell die Radialgeschwindigkeit nahe dem Rotor merkbar überschätzt. Bei den äußeren Schnitten ist die Abweichung der beiden CFD-Ergebnisse weitaus weniger markant, wohingegen der Abstand zu den Messergebnissen kontinuierlich zunimmt. Ein Grund hierfür könnte sein, dass die Geometrie des Austritts von Chen et al. (1996) bis auf die Angabe, dass sie kleiner als 4 mm sei, nicht genauer beschrieben wird und somit seitens des Autors Annahmen getroffen werden mussten.

Abbildung 4.36 zeigt die berechneten Nußeltzahlen an der Rotorscheibe und vergleicht sie mit Messungen von Chen et al. (1996). Bei der Bestimmung der Nußeltzahl wurde analog zu den Messungen die Eintrittstemperatur als Referenz gewählt. Die Ergebnisse beider Turbulenzmodelle zeigen deutlichere Abweichungen als bei den Geschwindigkeiten, gleichen einander aber wieder mehr als den Messergebnissen. Trotz der Niveauunterschiede werden die Trends gut wiedergegeben. Dies deckt sich auch mit den numerischen Untersuchungen desselben Falls von Wu et al. (2006).

In Abbildung 4.37 ist die mittlere Nußeltzahl des Rotors aus den CFD-Rechnungen über dem Massenstromkoeffizienten aufgetragen. Ausgehend vom zweitniedrigsten Massenstrom $C_w = 3900$ wurden zwei Skalierungen durchgeführt. Die erste basiert auf der Korrelation für Rotations-dominierte (Gleichung 4.21), die zweite auf der für Massenstrom-dominierte (Gleichung 4.23) Kavitäten. Beide Ansätze liefern unzufriedenstellende Ergebnisse. Es zeigt sich, dass für die vorliegende Spaltkonfiguration keiner der beiden Grenzfälle zutrifft.

Alternativ könnte auch die Korrelation von Kapinos (1965) verwendet werden. Kapinos entwickelte eine Korrelation, die die Einflüsse von Rotation und Massenstrom beachtet. Das Modell enthält eine Konstante c , die die angenommene Verteilung der

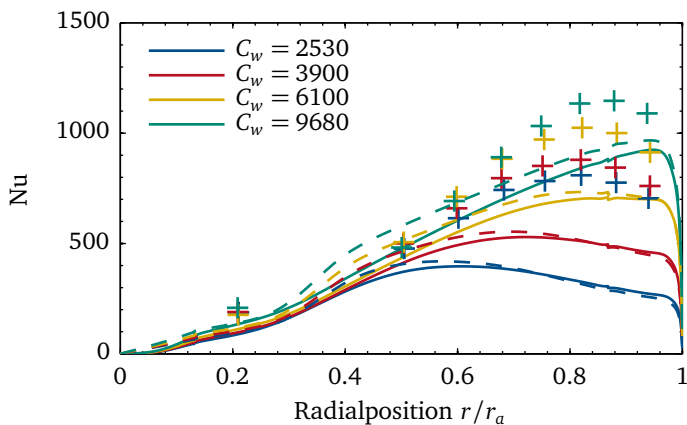


Abbildung 4.36: Lokale Nußeltzahl des Rotor-Stator Spalts in Abhängigkeit vom Massenstrom (SST —, SA ---, Messungen +)

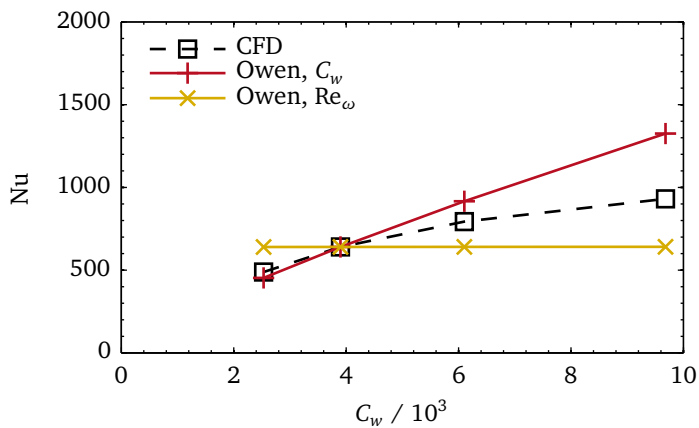


Abbildung 4.37: Massenstromvariation beim Rotor-Stator Spalt, Korrelationen (links) und darauf basierende Skalierung (rechts)

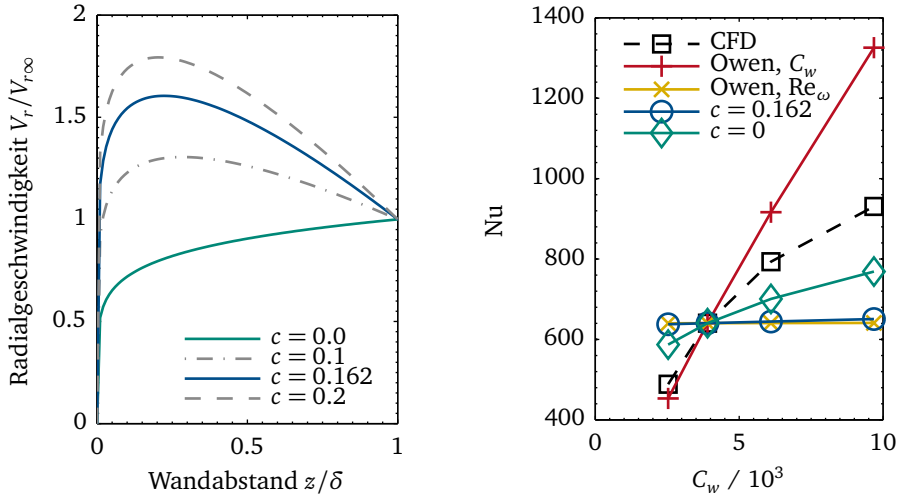


Abbildung 4.38: Ergebnisse der Korrelation von Kapinos (1965), Radialgeschwindigkeit (links) und Korrelationswerte für den Rotor-Stator Spalt (rechts)

Radialgeschwindigkeit dahingehend beeinflusst, dass durch die Pumpwirkung des Rotors innerhalb der Grenzschicht lokal höhere Geschwindigkeiten auftreten als im Freistrom:

$$v_r = \left(\frac{z}{\delta}\right)^{\frac{1}{7}} \left[c\omega r \left(1 - \frac{z}{\delta}\right) + \frac{\dot{m}}{\rho 2\pi r s} \right] \quad (4.25)$$

Die Konstante wurde basierend auf Vorarbeiten von Kármán (1921) und Messdaten zu $c = 0,162$ gesetzt. Laut Owen et al. (1974) lagen bei den Messungen niedrige Massenströme vor, weswegen die Ergebnisse der Korrelation denen der freien Scheibe stark ähneln. Bei höheren Massenströmen, wird die Pumpwirkung des Rotors durch eine konstante Radialgeschwindigkeit mehr und mehr überdeckt, damit wären niedrigere Werte für c gerechtfertigt.

Für die vorliegende Kavität wurde der Einfluss der Konstante c untersucht. Abbildung 4.38 zeigt links den Verlauf der Radialgeschwindigkeit in der Grenzschicht am Rotor für verschiedene Werte von c . Rechts werden die bereits behandelten Korrelationen von Owen mit der von Kapinos für verglichen. Für den ursprünglichen Wert von $c = 0,162$ fällt sie nahezu mit Owens Korrelation für rotationsdominierte Kavitäten zusammen. Die beste Übereinstimmung ergibt sich noch für $c = 0$, aber auch hier sieht man erhebliche Abweichungen zur CFD. Zusätzlich zeigt ein Ver-

gleich der von Kapinos angenommenen Radialgeschwindigkeit mit den berechneten Radialgeschwindigkeiten aus Abbildung 4.34 und 4.35, dass die Annahme höherer Werte für c durchaus gerechtfertigt wäre. Es stellt sich daher die Frage, inwieweit diese Korrelation überhaupt für die vorliegenden Fälle geeignet ist.

Kapinos nahm in seiner Arbeit an, dass das Fluid außerhalb der Grenzschicht von der Rotorscheibe unbeeinflusst bleibt, insbesondere die Tangentialgeschwindigkeit dort stets null ist. Die Unverträglichkeit dieser Annahme mit den Strömungsverhältnissen in realistischen, schmalen Rotor-Stator Kavitäten war Motivation der Arbeit von Roy et al. (2001). Sie untersuchten experimentell und numerisch den Wärmeübergang in einem Rotor-Stator Spalt unter Einfluss verschiedener Drehzahlen und Massenströme und erarbeiteten eine eigene Korrelation:

$$\text{Nu}(r) = 0,0074 [\text{Re}_{rel}(r)]^{0,89} \quad (4.26)$$

Der Dralleinfluss fließt hier über die Verwendung einer relativen Rotationsreynoldszahl Re_{rel} ein, für die von der Drehgeschwindigkeit der Scheibe eine angenommene Tangentialgeschwindigkeit des Spaltmassenstroms abgezogen wird. Bei allen hier behandelten Fällen lag diese Korrelation jedoch immer zwischen der ursprünglichen und der angepassten Korrelation von Kapinos ($c = 0,162$ bzw. $c = 0$), weswegen sie hier nicht weiter behandelt werden soll.

Als zweiter Testfall wurde bei der bereits gezeigten Spaltgeometrie die Drehzahl variiert. Abbildung 4.39 zeigt die CFD-Ergebnisse im Vergleich zu Skalierungen. Als Referenzfall wurde $\text{Re}_\omega = 1,25 \times 10^6$ verwendet. Die Skalierungen basieren auf der Korrelation von Kapinos mit und ohne der Anpassung der Konstante c . Wie vorher trifft die angepasste Korrelation die CFD-Ergebnisse besser. Beim geringen Massenstrom ($C_w = 2530$) zeigen die CFD-Berechnungen nahezu keine Abhängigkeit von der Drehzahl, was zunächst den Erwartungen widerspricht (vgl. Abbildung 4.32). Der Grund für den im Vergleich zu den Korrelationen flachen Verlauf liegt in der Annahme der treibenden Temperatur. Unabhängig von der Vereinfachung $T_r = T_{01}$ ist auch die übliche Annahme $T_r = T_{w,ad}$ nur dann gerechtfertigt, wenn die Fluidtemperatur im Vergleich zur Wandtemperatur infolge der Wärmeaufnahme nur geringfügig steigt. Durch den geringen Massenstrom steigt die Fluidtemperatur bei $C_w = 2530$ jedoch so stark an, dass die Temperaturdifferenz zwischen Fluid und Wand am Austritt nur noch 15% des Ursprungswerts beträgt. Bei $C_w = 9680$ sind es hingegen noch 55%. Das Fluid ist kurz vor dem Austritt aus der Spaltregion kaum noch in der Lage, Wärme aufzunehmen. Auch die Steigerung der Drehzahl führt daher nicht mehr zu höheren Nußeltzahlen.

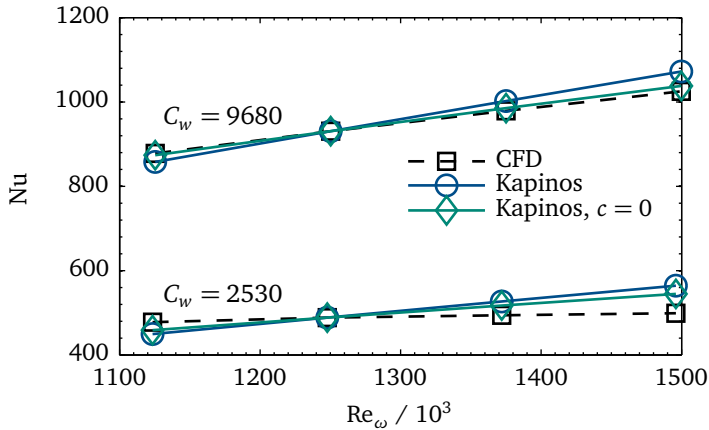


Abbildung 4.39: Drehzahlvariation beim Rotor-Stator Spalt

Untersuchung der Statorseite eines Rotor-Stator Spalts

Das durch Gleichung 4.24 beschriebene Verhalten der Nußeltzahl am Stator kann durch die CFD-Berechnungen nicht bestätigt werden. Abbildung 4.40 zeigt Variationen des Massenstroms für zwei verschiedene Drehzahlen. Für steigende Massenströme ist eine leichte Annäherung der Nußeltzahlen beider Berechnungsreihen zu beobachten. Jedoch zeigt sich über dem gesamten Bereich eine starke Abhängigkeit von der Drehzahl. Der Einfluss des Massenstroms wird von der Korrelation hingegen stark überschätzt. Ein Grund könnte sein, dass Owens Korrelation wesentlich engere Spalte ($0,01 \leq G \leq 0,08$ im Vergleich zu $G = 0,1273$) zugrunde liegen.

Untersuchung der Rotorseite einer realistischen Rotor-Stator Kavität

Im Gegensatz zu den ausgiebig untersuchten einfachen Spalten existieren nahezu keine Veröffentlichungen zu realistischeren Rotor-Stator Kavitäten. Um die Verwendbarkeit der aufgeführten Korrelationen für solche Geometrien zu demonstrieren, wurde die Rotor-Stator Kavität der in den Abschnitten 4.6 und 4.8 bereits behandelten ersten Hochdruckturbinenstufe numerisch berechnet.

Anders als beim vorher behandelten Spalt liegen die typischen Drehzahlen in heutigen Hochdruckturbinen mit etwa 15 000 RPM um das zehnfache höher. Die Annahme von Chen et al. (1996), dass sich die adiabate Wandtemperatur über den Radius nur vernachlässigbar ändert, ist dadurch nicht mehr gerechtfertigt. Ist die Strömungstemperatur unbekannt, sind die Korrelationen für die Nußeltzahl wertlos.

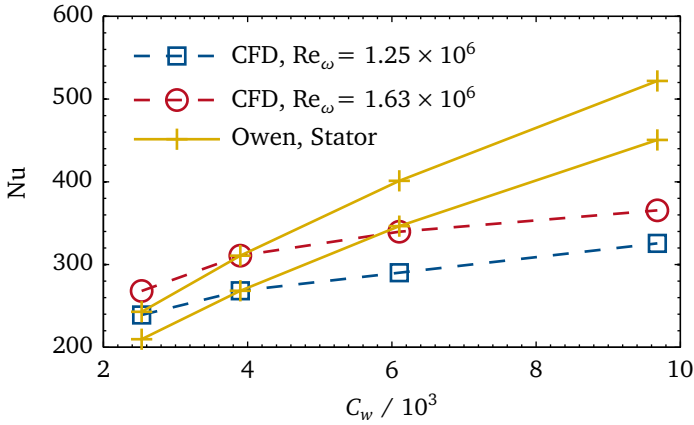


Abbildung 4.40: Nußeltzahlen an der Statorseite des Rotor-Stator Spalts

Daher setzt sich die Abschätzung der in der Kavität auftretenden Wärmeverluste aus zwei Schritten zusammen:

1. Bestimmung des Temperaturanstiegs der adiabaten Wand
2. Bestimmung des Wärmeübergangskoeffizienten

Die Abschätzung der adiabaten Wandtemperatur ist wichtig. Denn nur so können die hier angegebenen Korrelationen auch bei hoher Drehzahl verwendet werden. Owen et al. (1974) gibt für die Rotorscheibe abhängig von der Drehzahl folgenden Temperaturverlauf an:

$$T(r) = T_{01} + \frac{\text{Pr} \omega^2 r^2}{2c_p} \quad (4.27)$$

Abbildung 4.41 vergleicht den abgeschätzten Temperaturverlauf mit CFD-Berechnungen der adiabaten Wandtemperatur für verschiedene Drehzahlen und Massenströme. Für $\omega = 250$ /s entspricht Owens Abschätzung (gestrichelte Linien) ungefähr der Totaltemperatur am Eintritt ($T_w/T_{01} = 1$). Unterhalb der in der nebenstehenden Skizze markierten Lippe der Rotorscheibe stimmt die Abschätzung zudem mit den CFD-Ergebnissen überein. Im Bereich der Lippe weicht die Kavitätengeometrie stark von der eines glatten Spalts ab. Hier ist selbst bei der niedrigen Drehzahl ein markanter Anstieg der adiabaten Wandtemperatur zu sehen. Bei Steigerung der Drehzahl tritt selbst im unteren Bereich schon eine Unterschätzung der adiabaten

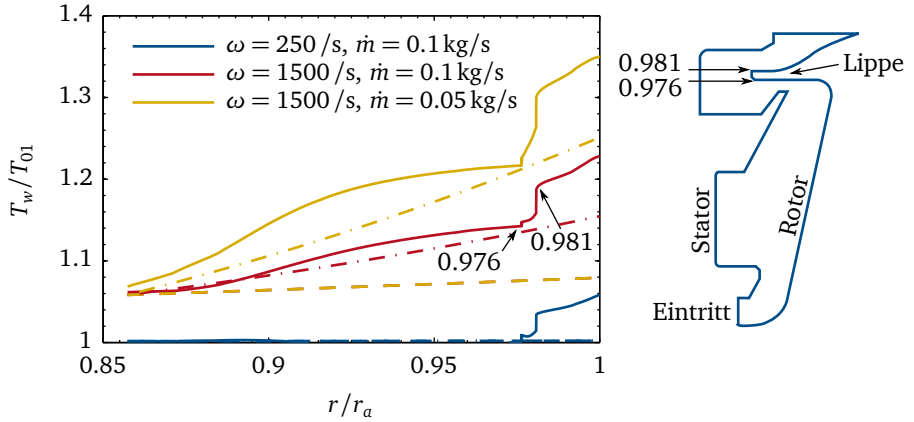


Abbildung 4.41: Verlauf der adiabaten Wandtemperatur im Rotor-Stator Spalt, — CFD, -- – Owen et al. (1974), - - - Starke

Wandtemperatur auf. Diese steigert sich weiter, wenn der Massenstrom abgesenkt wird. Am Eintrittsradius liefert die Abschätzung von Owen stets gute Werte, auch für Fälle wenn die Wandtemperatur durch hohe Drehzahlen schon dort über der Eintrittstemperatur liegt. Erst im Verlauf der Kavität entstehen große Unterschiede. Außer der Pumparbeit des Rotors gibt es keinen Mechanismus, der in den hier gezeigten CFD-Ergebnissen für eine Temperaturerhöhung des Fluids sorgen könnte. Es ist also anzunehmen, dass ebendiese durch Owens Abschätzung nicht ausreichend berücksichtigt wird.

Monico (1994) gibt zur Berechnung der Pumparbeit eine komplexere Abschätzung an, die auf Messungen von Rolls-Royce und dem Ansatz von Dorfman (1963) basiert:

$$T(r) = T_{01} + \frac{0,25c_m \omega^3 r^5 (\sin \alpha)^{0,8}}{\dot{m} c_p} \quad (4.28)$$

$$c_m = 0,982 [\log_{10} \text{Re}_\omega(r)]^{-2,58}$$

$$\alpha \approx 22^\circ$$

Mirzamoghadam & Xiao (2000) erzielten mit dieser Gleichung gute Ergebnisse. Der Eintritt der von ihnen untersuchten Kavität lag aber bei einem sehr geringen Radius. Da im hier vorliegenden Fall bis zum Eintrittsradius der Kavität keine Pumparbeit verrichtet wird, überschätzt Gleichung 4.28 die mittels CFD berechnete Wandtemperatur stark, der Temperaturanstieg wird hingegen gut wiedergegeben.

Ersetzt man T_{01} durch die gut übereinstimmende adiabate Wandtemperatur am Eintritt nach Owen, kann durch die so angepasste Gleichung

$$T(r) = T_{01} + \frac{\text{Pr} \omega^2 r_i^2}{2c_p} + \frac{0,25c_m \omega^3 (\sin \alpha)^{0,8} (r^5 - r_i^5)}{\dot{m} c_p} \quad (4.29)$$

eine in Anbetracht der komplexen Strömung sehr gute Übereinstimmung erzielt werden (Punkt-Strich Linien in Abbildung 4.41).

Für die untersuchte Kavität wurden CFD-Berechnungen durchgeführt und dabei sowohl Massenstrom als auch Drehzahl variiert. Bei der Bestimmung der Wärmeverluste durch

$$\dot{q}_w = \text{Nu} \frac{\lambda}{r_a} (T_w - T_r) \quad (4.30)$$

muss nicht nur die Nußeltzahl, sondern auch die treibende Temperatur korrekt abgeschätzt werden. Die Effekte der Temperatur- und Nußeltzahlabschätzung werden im Folgenden separiert. Zunächst wird überprüft, inwiefern Gleichung 4.29 geeignet ist, die treibende Temperatur abzuschätzen. Danach wird der Einfluss der Temperaturabschätzung auf die Nußeltzahlberechnung gezeigt und zuletzt die berechnete Nußeltzahl mit den verfügbaren Korrelationen verglichen.

Als erster Schritt wurde für die Temperaturabschätzung als Vergleich die adiabate Wandtemperatur mittels CFD berechnet. Sie stellt in Abbildung 4.42 den Referenzfall „ T_{wad} “ dar. Man erkennt links, dass bei niedrigen Massenströmen die gemittelte adiabate Wandtemperatur um etwa das 1,2-fache höher ist als die Totaltemperatur am Eintritt. Dieser Effekt wird von Owens Abschätzung im Gegensatz zu der verbesserten Variante überhaupt nicht berücksichtigt. Der rechte Graph zeigt, dass auch der Effekt der steigenden Drehzahl von Owens Korrelation unterschätzt wird – zumindest für die hier behandelte Geometrie. Gleichung 4.29 liegt auch hier näher am Ergebnis der CFD-Simulation.

Abbildung 4.43 zeigt den Einfluss der verwendeten Referenztemperatur auf die Bestimmung der Nußeltzahl. Der Wandwärmestrom wurde durch CFD-Simulationen berechnet, die gezeigten Verläufe der Nußeltzahl unterscheiden sich lediglich in der Wahl der verwendeten Referenztemperatur. Wieder stellt die Verwendung der mittels CFD berechneten adiabaten Wandtemperatur den Referenzfall dar. Die unterschiedlichen Verläufe lassen sich also alleine durch Abbildung 4.42 erklären. Hier wird allerdings der nicht zu vernachlässigende Einfluss auf die Nußeltzahl qualitativ und quantitativ deutlich.

Im letzten Schritt werden nun die verfügbaren Korrelationen bewertet. In der späteren Anwendung sollen sie ohne CFD-Berechnungen brauchbare Abschätzungen

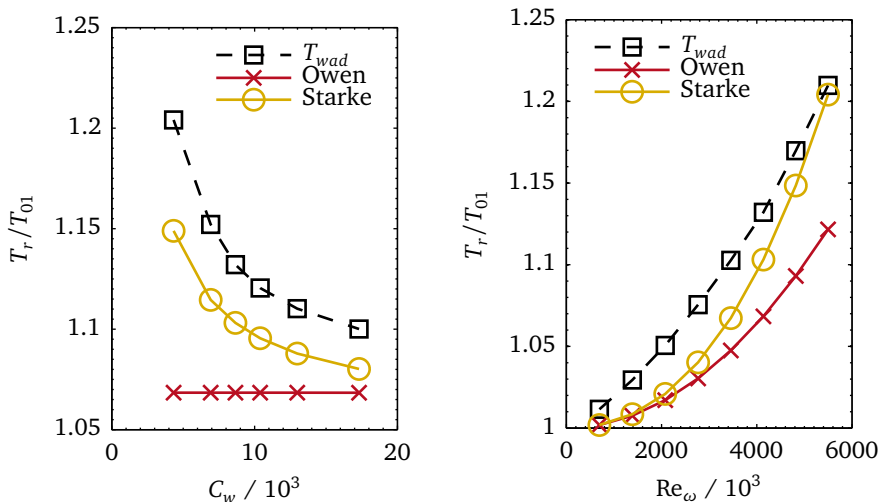


Abbildung 4.42: Massenstromvariation (links) und Drehzahlvariation (rechts) für eine realistische Rotor-Stator Kavität, Wandtemperaturverhältnis

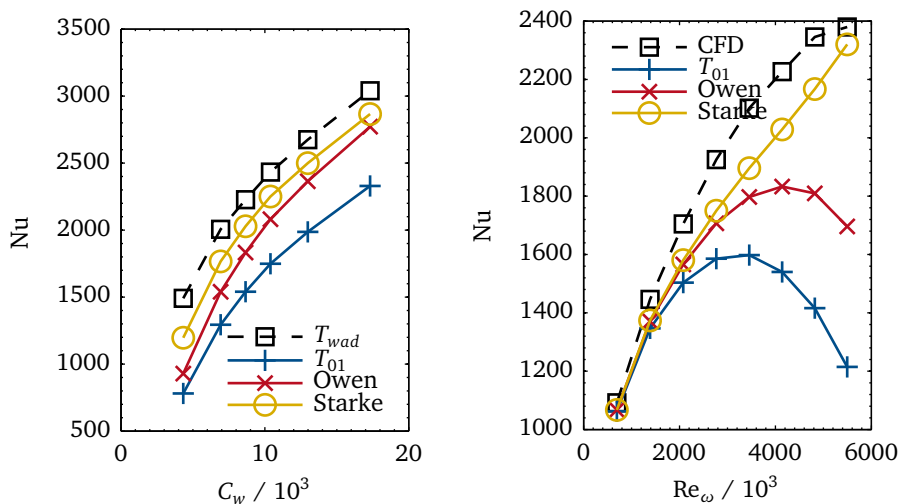


Abbildung 4.43: Massenstromvariation (links) und Drehzahlvariation (rechts) für eine realistische Rotor-Stator Kavität, Wandtemperaturverhältnis

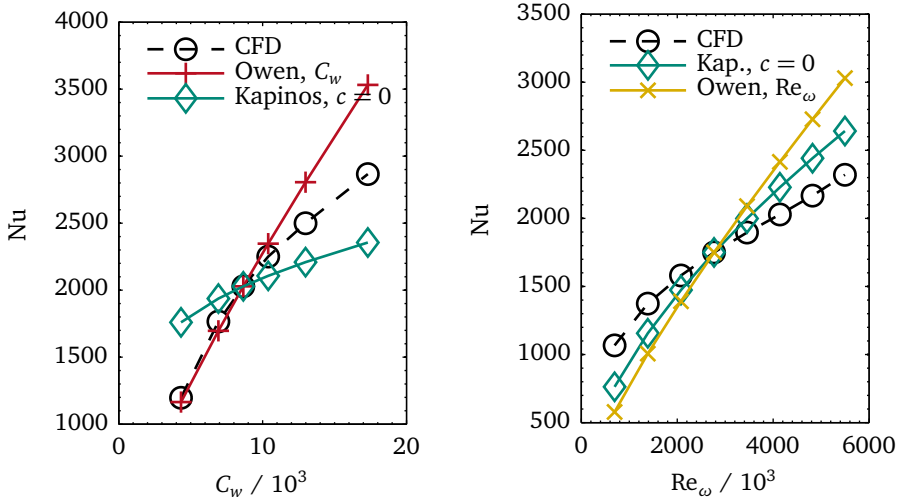


Abbildung 4.44: Massenstromvariation (links) und Drehzahlvariation (rechts) für eine realistische Rotor-Stator Kavität, Wandtemperaturverhältnis

der Wärmeverluste liefern. Als beste Referenztemperatur kommt daher nur die nach Gleichung 4.29 bestimmte in Frage. Zum Vergleich wurden Wärmeverluste mittels CFD bestimmt, aus denen mit derselben Referenztemperatur Nußeltzahlen bestimmt wurden. Die drei in Abbildung 4.44 gezeigten Nußeltzahlverläufe unterscheiden sich also lediglich im Wärmestrom. Im Rahmen der hier untersuchten Fälle lieferte die Korrelation von Kapinos mit der Anpassung $c = 0$ für die rotierende Wand der Kavität insgesamt die besten Ergebnisse. Ein Vorteil im Vergleich zu Owens Korrelationen ist auch, dass nicht zwischen rotations- und massenstromdominierten Fällen unterschieden werden muss.

Untersuchung der Statorseite einer realistischen Rotor-Stator Kavität

Auch auf der Statorseite hängt die treibende Temperatur, wie in Abbildung 4.45 links zu sehen, vom Massenstrom ab. Daher sollte auch hier Gleichung 4.29 verwendet werden. Der Verlauf der Nußeltzahl ist rechts gezeigt. Die Korrelation für stehende Wände von Owen (Gleichung 4.24) liefert die besten Ergebnisse. Das ist insofern interessant, als dass sie hier zu wesentlich besseren Ergebnissen führt, als es beim einfachen Rotor-Stator Spalt der Fall war.

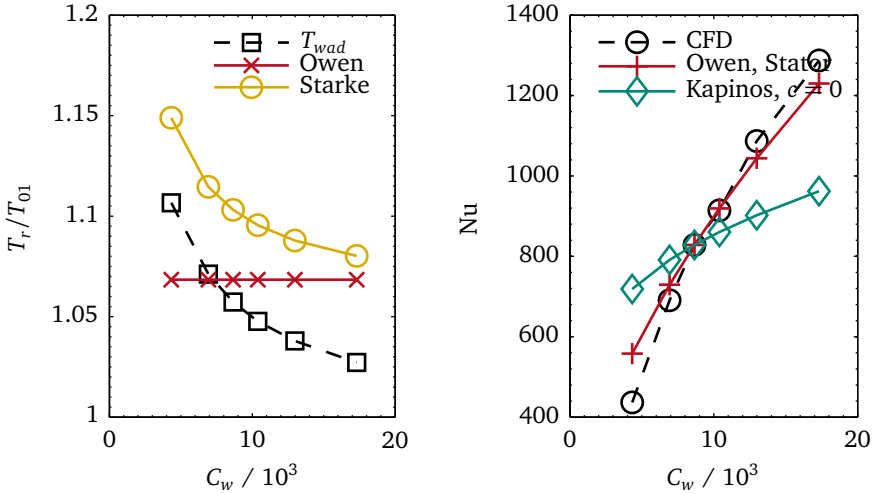


Abbildung 4.45: Massenstromvariation (links) und Drehzahlvariation (rechts) für eine realistische Rotor-Stator Kavität, Wandtemperaturverhältnis

Zusammenfassung der Ergebnisse

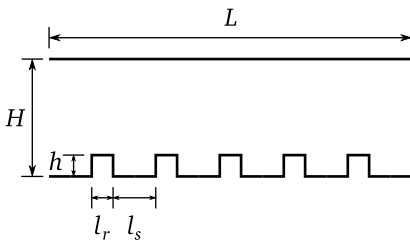
Zum einen stellt die Abschätzung der korrekten treibenden Temperatur wie schon bei der Gehäusewand in Rotorpassagen eine schwierige Aufgabe dar. Die Skalierung ist unabhängig von falschen treibenden Temperaturen, solange das Verhältnis zwischen der korrekten Temperatur und der falschen Annahme zwischen Referenz- und Auslegungsfall konstant bleibt. Die Untersuchungen haben jedoch gezeigt, dass gerade die Drehzahl einen entscheidenden Einfluss auf die treibende Wandtemperatur hat. Insofern muss die bisher häufig verwendete Totaltemperatur am Eintritt durch bessere Annahmen ersetzt werden. Hier zeigt die angepasste Formulierung (Gleichung 4.29) in den untersuchten Fällen die beste Übereinstimmung mit der adiabaten Wandtemperatur. Ein zweiter Punkt ist, dass abhängig von der Wärmeaufnahme die Temperaturdifferenz zwischen Fluid und Wand beim Passieren der Kavität sinkt. Diese Kopplung zwischen Nußeltzahl und Wärmeverlust kann durch einen ungekoppelten Ansatz nicht modelliert werden. Auch hier gilt aber wieder, dass die Skalierung erst dann fehlschlägt, wenn diese Fehlannahme, also der Unterschied zwischen adiabater Wandtemperatur und der vom Wärmestrom abhängigen realen treibenden Temperatur, sich zwischen Referenz- und Auslegungsfall merkbar ändert. Dies ist aber bei Rotor-Stator Kavitäten wegen der hohen Nußeltzahlen in

Verbindung mit geringen Massenströmen schneller der Fall als in Passagen oder stehenden Kavitäten.

Die Abschätzung der rotorseitigen Nußeltzahlen weist einen im Vergleich zu Passagenströmungen höheren Fehler auf. Die Korrelation von Kapinos (1965) liefert mit der beschriebenen Anpassung $c = 0$ für die untersuchten Fälle die beste Übereinstimmung. Die Korrelation von Roy et al. (2001) wurde hingegen speziell für den Einsatz in modernen Rotor-Stator Kavitäten entwickelt und liefert ohne Anpassungen ähnliche Ergebnisse. Auf der Statorseite fällt auf, dass die Nußeltzahl des einfachen Rotor-Stator Spalts nicht durch die dafür entwickelte Korrelation von Owen et al. (1974) wiedergegeben werden kann. Für realistische Geometrien funktioniert die Korrelation hingegen.

4.9.3 Oberflächen zur Steigerung der Kühleffektivität

Oft sind die Außenwände von Kühlungskanälen in Schaufeln aber auch im Gehäusebereich mit speziellen Geometrien versehen, um den Wärmübergang und damit die Kühleffektivität zu steigern. Am häufigsten werden hierfür Rippen und Zapfen eingesetzt. Wie schon bei der hier gezeigten Kavität mit stehenden Wänden sorgt die starke Verwirbelung der Strömung dafür, dass die Steigung der Nußeltzahl über die Reynoldszahl abnimmt. Dies soll anhand eines gerippten Kanals gezeigt werden.



Die nebenstehende Skizze zeigt eine typische Rippengeometrie, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurde. Für ein Verhältnis zwischen Rippen- und Kanalhöhe von $1/8$ und $1/16$ wurden zweidimensionale Netze mit jeweils 160000 Punkten erstellt. Breite und Abstand der fünf Rippen entsprechen in beiden Fällen $1/8$ der Kanalhöhe.

Die Reynoldszahl wurde wieder durch den Massenstrom variiert.

Abbildung 4.46 zeigt links die mittlere Nußeltzahl über die Gesamtfläche der Rippen. Im Vergleich zu den Ergebnissen der Korrelation von Kraußold (1933), die proportional zu $Re^{0,8}$ ist, fällt die geringere Steigung auf. Die Beobachtung stimmt mit veröffentlichten Ergebnissen ausführlicherer Untersuchungen überein (u. a. Bailey & Bunker, 2003; Rallabandi et al., 2009, 2011). Aus den CFD-Ergebnissen wurden für beide Rippenhöhen Korrelationen der Form $Nu = C Re^n Pr^m$ durch die Methode der kleinsten Quadrate abgeleitet. Durch die stärker verwirbelte Strömung ist n für die großen Rippen mit 0,644 im Vergleich zu 0,694 kleiner. Die Verwendung

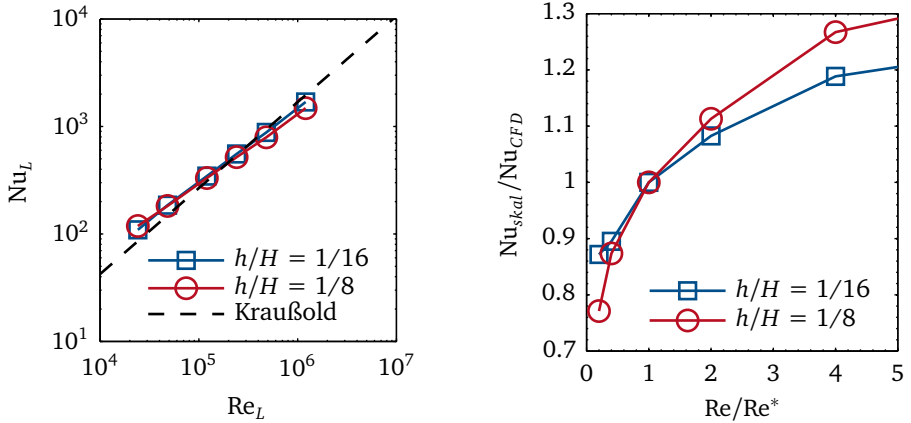


Abbildung 4.46: Nußeltzahlen und Skalierungsfehler für gerippte Kanäle

von $n = 0,8$ würde bei einer Skalierung somit zu einem Fehler führen. Wie in Abbildung 4.46 rechts gezeigt läge der Fehler aber selbst bei einer Verdoppelung der Reynoldszahl im Bereich von 10%. Größere Änderungen der Reynoldszahl hätten bei der Auslegung einer Hochdruckturbine höchstwahrscheinlich auch eine Neuauslegung der Rippengeometrie zur Folge, da auch die Effektivität von Rippen im Vergleich zu glatten Wänden von der Reynoldszahl abhängt.

Die Skalierung eignet sich in begrenztem Umfang auch für konturierte Oberflächen in Kühlungskanälen. Andererseits werden solche Geometrien speziell auf die Kühlungsanforderungen hin ausgelegt. Es ist also davon auszugehen, dass für diese Flächen von Beginn an verlässliche Abschätzungen der Nußeltzahlen vorliegen, was eine Skalierung hier überflüssig macht.

5 Validierung der Leistungsberechnung für Rotoren

5.1 Vorgehensweise

In diesem Kapitel soll gezeigt werden, inwieweit die in Abschnitt 3.1.7 hergeleitete theoretische Abhängigkeit der Rotorleistung von den Eintrittstemperaturen und Wärmeverlusten zuverlässige Ergebnisse liefert. Als Vergleich dienen wie im vorherigen Kapitel wieder CFD-Berechnungen. Hier wurden die im vorherigen Kapitel bereits erwähnten Modelle des Stators und Rotors wieder verwendet. Die Berechnungen wurden stationär unter Verwendung einer Mischungsebene zwischen Stator und Rotor durchgeführt.

Neben der Modellverifizierung ermöglicht der Vergleich zusätzlich, geeignete Werte für die frei zu wählenden Einflussfaktoren der Sekundärluft (ξ) und des Wärmeverlusts (θ) zu finden.

5.2 Einfluss der Heißgastemperatur

Verglichen mit der Sekundärlufttemperatur und den Wärmeverlusten hat die Temperatur des eintretenden Heißgasstroms den größten Einfluss auf die Rotorleistung.

Bei den durchgeführten CFD-Rechnungen wurden der Eintrittsdruck, die Richtung der Einströmung und der statische Austrittsdruck konstant gehalten. Zunächst wurden Rechnungen mit verschiedenen radial konstanten Totaltemperatutren am Eintritt von 1300 K bis 1500 K bei konstantem Druckverhältnis durchgeführt. Die globale Änderung der Eintrittstemperatur kommt der in Abschnitt 3.1.7 angenommenen Reduktion der örtlichen Strömungsgrößen auf einem Stromfaden entgegen und ist daher ein einfacher Testfall. Bei realistischer Betrachtung treten die Temperaturänderungen des Heißgasstroms aber vor allem in der Nähe der Endwände auf. Die Änderung der mittleren Eintrittstemperatur ist also vor allem eine Folge sich verändernder thermischer Grenzschichten. In einem zweiten Schritt wurden daher CFD-Rechnungen durchgeführt, bei denen die mittlere Eintrittstemperatur durch

eine schrittweise Erhöhung der Grenzschichtdicke abgesenkt wurde. Die thermische Grenzschicht wurde hierbei anhand folgender, allgemein üblicher Näherungsformel von Prandtl beschrieben:

$$T(r < \delta) = T_w + (T_\infty - T_w) \left(\frac{r}{\delta} \right)^{1/7} \quad (5.1)$$

Durch Erhöhung von δ von 0 bis 40% der Kanalhöhe ergibt sich bei konstanten T_w und T_∞ eine sinkende mittlere Eintrittstemperatur. Ausgehend von dem CFD-Ergebnis des Falls mit einer konstanten Eintrittstemperatur von 1400 K wurde die Rotorleistung parallel abgeschätzt.

Eine Steigerung der Eintrittstemperatur führt bei konstantem Druck unweigerlich zu einer niedrigeren Dichte. Bei den durchgeführten CFD-Rechnungen führt diese Abhängigkeit dazu, dass der Massenstrom um 6.7% sinkt. Die in Gleichung 3.29 verwendete Referenzleistung P_{ad} muss daher mit der Massenstromänderung \dot{m}_q/\dot{m}_{ad} korrigiert werden.

In Abbildung 5.1 werden die CFD-Ergebnisse (Symbole) mit den Abschätzungen (Linien) verglichen. Beim Vergleich von Ein- und Austrittstemperatur ist der Effekt des von der Eintrittstemperatur abhängigen Enthalpiegefälles erkennbar. Bei einer Absenkung der Eintrittstemperatur um 100 K sinkt die Austrittstemperatur bei der betrachteten Rotorpassage um etwa 80 K. Die Differenz wird durch die gleichzeitig abnehmende Rotorleistung kompensiert. Die Austrittstemperatur wird durch die eindimensionale thermodynamische Abschätzung korrekt vorhergesagt. Der zweite Graph zeigt die Rotorleistung in Abhängigkeit von der Eintrittstemperatur. Der Fehler der thermodynamischen Abschätzung wirkt hier stärker, dennoch sind die Werte ausreichend genau. Die thermodynamische Abschätzung funktioniert sowohl bei globaler als auch bei lokaler Absenkung der Eintrittstemperatur. Für die Leistung ist also in erster Linie die mittlere Eintrittstemperatur ausschlaggebend. Die Temperaturverteilung am Eintritt ist vernachlässigbar.

5.3 Einfluss der Sekundärlufttemperatur

Die Einbeziehung der Sekundärluft in die Abschätzung gestaltet sich wesentlich schwieriger. Bei der theoretischen Betrachtung ist vor allem unklar, inwieweit die jeweilige Sekundärluft zur Rotorleistung beiträgt, inwiefern sich also ihre Temperaturänderung auswirkt. Der Anteil an Sekundärluft, der am Entspannungsprozess teilnimmt, wird durch den Sekundärluft-Einflussfaktor ξ bestimmt. Zum Vergleich stehen zwei CFD-Modelle zur Verfügung. Beim ersten Modell wurde eine Sperrlufteinblasung modelliert, beim zweiten eine Railkühlung, wie sie bei Hochdruckturbinen mit Deckband typischerweise verwendet wird (siehe Skizze).

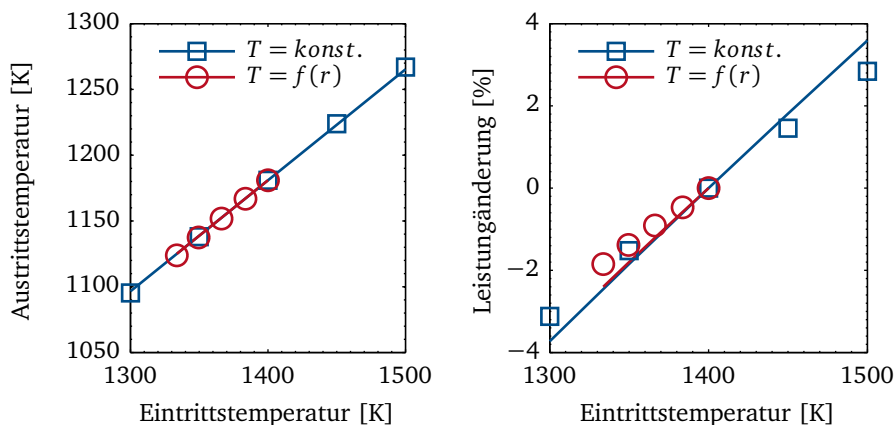
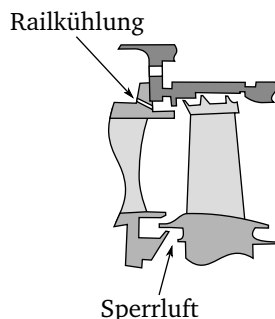


Abbildung 5.1: Berechnete und abgeschätzte Austrittstemperatur bzw. Rotorleistung bei Variation der Heißgastemperatur am Eintritt

Bei der Analyse des Einflusses der Sekundärlufttemperatur auf die Rotorleistung tritt ein Problem auf: Der Einfluss der Sekundärlufttemperatur auf die gemittelte Strömungstemperatur in der Rotorpassage ist wegen des Massenstromverhältnisses zwischen Haupt- und Sekundärströmung sehr gering. Bei üblichen Werten von ca. 1% Sekundärluftmassenstrom bezogen auf den Hauptmassenstrom würde sich eine Temperaturerhöhung des jeweiligen Nebenluftstroms nur mit dem Hundertstel ihres Wertes auf den Gesamtmassenstrom auswirken. Da nicht davon auszugehen ist, dass sich die Sekundärluft durch Wärmeverluste um mehr als 100 K ändert, liegen die zu erwartenden Temperaturänderungen also unter 1 K. Schon bei der Untersuchung des Einflusses der Heißgastemperatur zeigte sich, dass der Massenstrom der CFD-Rechnungen aufgrund der Dichteänderung nicht konstant gehalten werden kann. Die Interaktion der Hauptströmung mit der Sekundärluft reagiert auf Massenströmänderungen aber sehr sensibel. Darüber hinaus bewirkt eine Dichteänderung der Sekundärluft lokal Änderungen der Anströmungswinkels an der Vorderkante. Diese Effekte können die Leistungsänderung aufgrund unterschiedlicher Sekundärlufttemperaturen überdecken.



In Abbildung 5.2 werden die CFD-Ergebnisse (Symbole) mit den Abschätzungen (durchgezogene Linien) verglichen. Die Sekundärlufttemperatur wurde in einer Bandbreite von 200 K variiert. Die Vorhersage der Austrittstemperatur ist wieder wesentlich robuster als die der Leistung. Für den Fall mit Sperrluftereinblasung können mit $\xi = 0,5$ zufriedenstellende Ergebnisse erzielt werden. Die CFD-Rechnungen der Fälle mit Railkühlung sagen eine mit steigender Temperatur sinkende Rotorleistung voraus. Das Abschätzungsmodell sagt eine gegenteilige Tendenz voraus, wobei die Wahl des Parameters ξ lediglich die Steigung beeinflusst. Hier führen CFD und Abschätzungsmodell teilweise zu konträren Aussagen.

Zusammenfassend kann festgehalten werden, dass die Leistungsänderung bei Rotoren mit Sekundärluftereinblasung mit der in Abschnitt 3.1.7 entwickelten Methode nicht korrekt abgeschätzt werden kann. Der Einfluss der Sekundärlufttemperatur ist so klein, dass er durch die Leistungsänderung aufgrund des leicht variierenden Betriebsverhaltens überdeckt wird. Andererseits relativiert dieser geringe Einfluss die Unzulänglichkeiten der thermodynamischen Abschätzung in diesem Bereich.

5.4 Einfluss der Wandwärmeverluste

Die Modellierung des Einflusses von Wärmeverlusten, die in der jeweiligen Passage parallel zur Entspannung auftreten, kann ebenfalls durch CFD-Rechnungen überprüft werden. Bei zwei verschiedenen Rotoren wurde dafür die Wandtemperaturrandbedingung variiert, während alle übrigen Randbedingungen jeweils unverändert blieben. Rotorleistung und Wandwärmeströme können aus den CFD-Ergebnissen berechnet werden. Anhand der mittels CFD berechneten Wärmeverluste und der adiabaten Rotorleistung können wieder Austrittstemperatur und Rotorleistung der verlustbehafteten Fälle abgeschätzt werden.

Abbildung 5.3 zeigt den Vergleich der Abschätzungen mit den CFD-Ergebnissen. Die Abschätzung der Austrittstemperatur zeigt eine sehr geringe Abhängigkeit vom Wärmeverlust-Einflussfaktor θ (Gleichung 3.24). Insbesondere hinsichtlich der Rotorleistung fällt auch auf, dass der mittels CFD vorhergesagte Einfluss der Wärmeverluste insgesamt gering ist. Hier führt die von Atkins & Ainsworth (2007) getroffene Annahme von $\theta = 0,5$ verglichen mit der CFD zu einer starken Überschätzung der Leistungseinbußen. Für die beiden berechneten Rotoren liefert $\theta = 0,2$ wesentlich bessere Ergebnisse und soll daher im weiteren Verlauf der Arbeit als Annahme verwendet werden.

Abbildung 5.4 zeigt in Schwarz den axialen Verlauf der gemittelten absoluten Totaltemperatur für den adiabaten Fall. Die Totaltemperatur ist mit der Differenz von Ein- und Austrittstemperatur normiert. Das Absinken der Totaltemperatur im

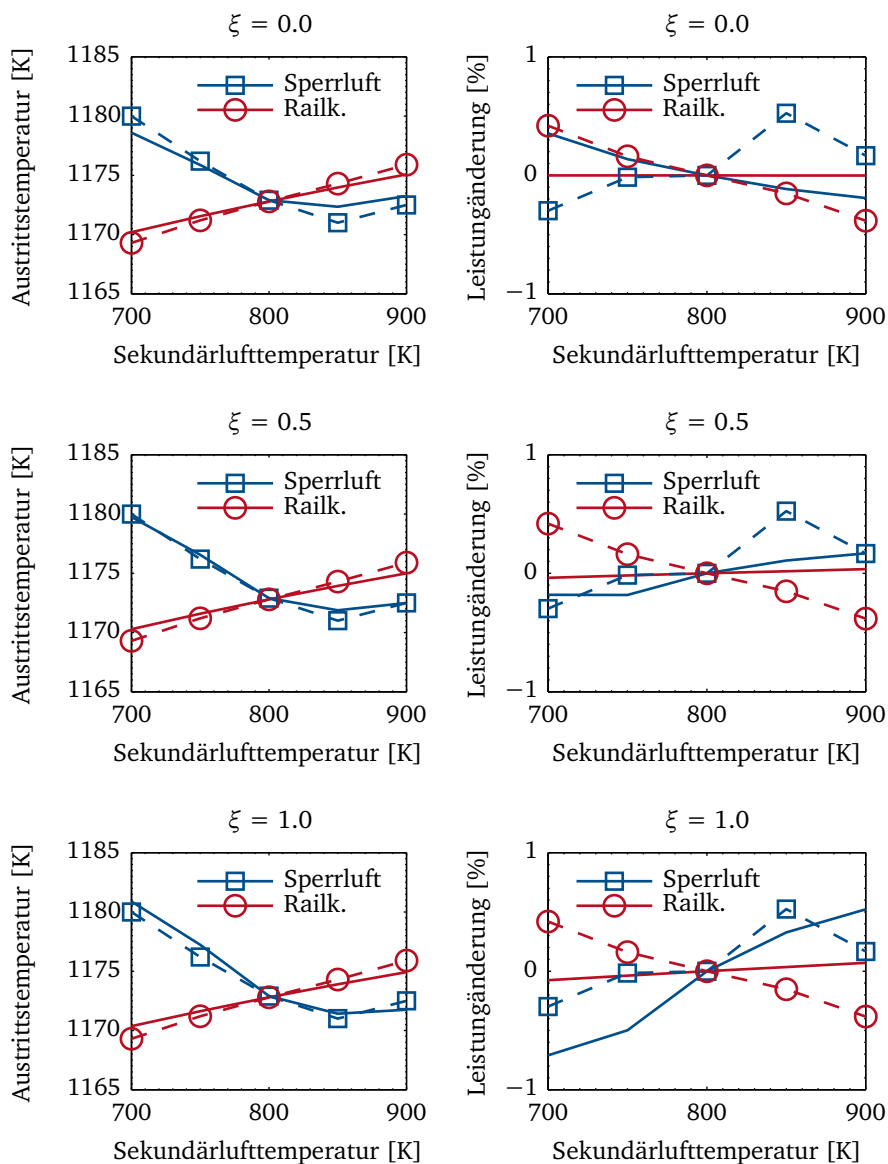


Abbildung 5.2: Berechnete und abgeschätzte Austrittstemperatur bzw. Rotorleistung bei Variation der Sekundärlufttemperatur

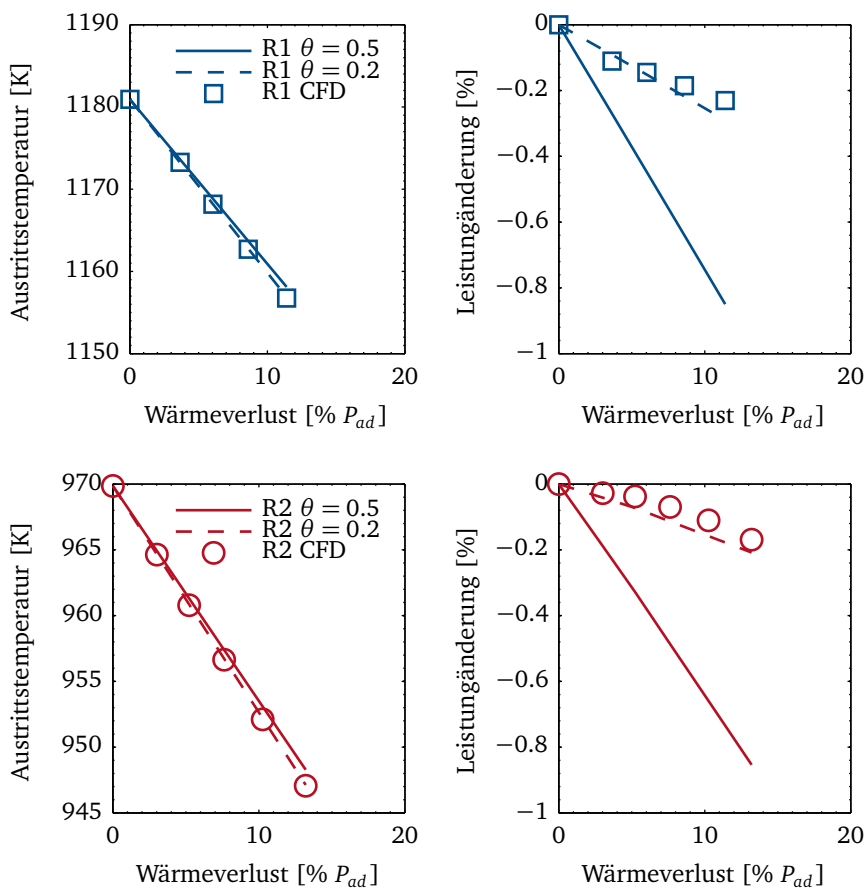


Abbildung 5.3: Berechnete und abgeschätzte Austrittstemperatur bzw. Rotorleistung bei Variation der Endwandtemperatur; R1= Hochdruckturbinen Stufe 1, R2= Stufe 2

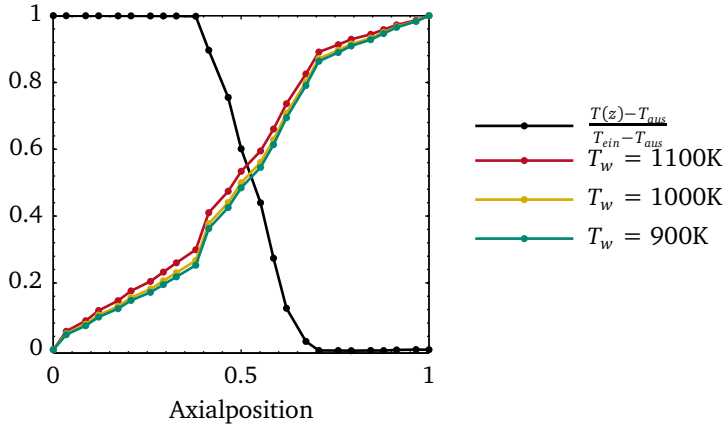


Abbildung 5.4: Axiale Entwicklung der adiabaten Fluidtemperatur und der Wärmeverluste bei verschiedenen Wandtemperaturen

Bereich des Rotors (Axialposition etwa 0,4 bis 0,7) zeigt, dass axial betrachtet am Rotor die Arbeit sehr gleichmäßig umgesetzt wird. Die farbigen Kurven zeigen den integrierten Wärmeverlust, der bis zur jeweiligen Axialposition bereits den Annulus verlassen hat, für drei verschiedene Wandtemperaturen. Er ist mit dem jeweiligen Gesamtwärmeverlust normiert. Auch die Wärmeverluste verteilen sich in den betrachteten Fällen gleichmäßig über die Endwände. Eine Verschiebung der Wärmeverluste in den vorderen Bereich der Passage würde zu einem höheren Einflussfaktor $\theta > 0,2$ führen. Im Grenzfall, wenn alle Wärme bereits vor der Entspannung des Fluids entzogen würde, wäre $\theta = 1$, was sowohl praktisch als auch mathematisch auf den in Abschnitt 5.2 behandelten Fall hinausläuft.

Die auf den axialen Schnitten extrahierten gemittelten Strömungsgrößen lassen sich auch wie in Abbildung 5.5 in einem h - s -Diagramm als Prozess darstellen. Bei der Rechnung mit adiabaten Wänden erkennt man eindeutig den irreversiblen Entspannungsprozess gefolgt von der isenthalp verlaufenden Nachlaufdissipation hinter der Rotorschaukel. Mit sinkender Wandtemperatur steigen die Wärmeverluste. Die gezeigten Prozesse mit Wärmeverlusten bestätigen die in Abschnitt 3.1.7 getroffenen Annahmen. Die vor Erreichen der Rotorschaukel auftretenden Verluste treten wie in Gleichung 3.23 isobar auf. Der Verlauf des darauf folgenden Entspannungsprozesses ist ausgenommen von dem aus den Wärmeverlusten resultierenden Abknicken gleich. Am Austritt ist der Totaldruck aller Rechnungen nahezu identisch, wie es die Voraussetzung für Gleichung 3.26 ist.

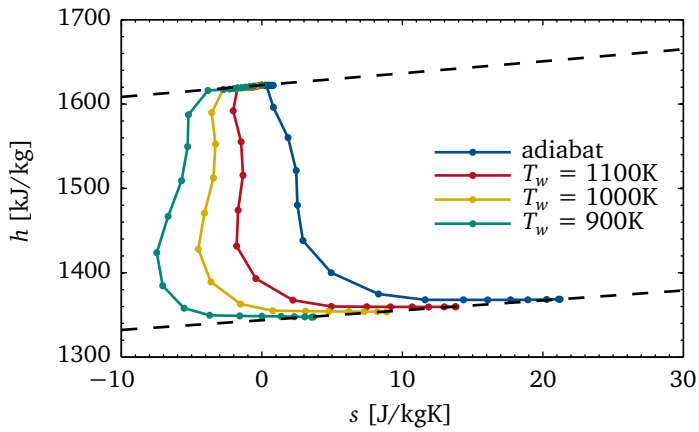


Abbildung 5.5: Darstellung der CFD-Ergebnisse für verschiedene Wandtemperaturen im h - s -Diagramm

6 Verifizierung für gekoppelte Systeme

6.1 Motivation und Strategie der Verifizierung

Wie in Kapitel 4 gezeigt, können Änderungen der Nußeltzahl als Folge veränderter Geometrie und Randbedingungen durch einfache Skalierung abgeschätzt werden. Die Nußeltzahlen wurden allerdings mit jeweils unveränderten thermalen Randbedingungen, genauer einer vorgegebenen, konstanten Wandtemperatur berechnet. Die Kopplung wurde vernachlässigt. Durch die Kalibrierung des Wärmeverlustmodells sind die Kopplungseffekte des Referenzfalls in der Abschätzung enthalten. Es bleibt die Frage, inwieweit sich die Kopplung im Auslegungsfall ändert, was durch die Skalierung mittels Korrelationen oder ungekoppelter CFD-Berechnungen nicht berücksichtigt werden kann.

In diesem Kapitel wird das entwickelte Wärmeverlustmodell auf einen gekoppelten Testfall angewendet. Ziel ist, das Wärmeverlustmodell für ein typisches Entwicklungsszenario zu testen. Als Vorlage dient eine realistische Statorgeometrie einer ersten Hochdruckturbinenstufe. Die hier vorgestellten Ergebnisse basieren größtenteils auf der von Starke & Schiffer (2011) vorgestellten Arbeit.

Von der Originalgeometrie wurden zwei vereinfachte Geometrien abgeleitet. Sie umfassen den Heißgasstrom, die zwei über und unter der Passage angeordneten Kavitäten und die umgebenden Bauteile der Schaufelreihe. Die Unterschiede zwischen den beiden Geometrien sind frei gewählt, sie sollen jedoch den allgemeinen Trend zu kleineren Kerntriebwerken wiedergeben. Abbildung 6.1 zeigt den Meridianschnitt beider Geometrien. Der Radius des Mittelschnitts wurde um 5% verringert, die Schaufelhöhe um 10%. Der daraus resultierende kleinere tangentielle Schaufelabstand wurde durch die Verringerung der Schaufelzahl um zwei kompensiert. Er erhöht sich dadurch für die zweite Geometrie um 1,5%. Die obere Kavität wurde lediglich radial skaliert, um auf den geringeren Gehäuseradius zu passen. Sie stellt dadurch einen einfachen Validierungsfall für die Skalierung dar. Die untere Kavität wurde stärker geändert, so dass auch die Längenverhältnisse untereinander unterschiedlich ausfallen. Auch die Randbedingungen wurden vom ersten zum

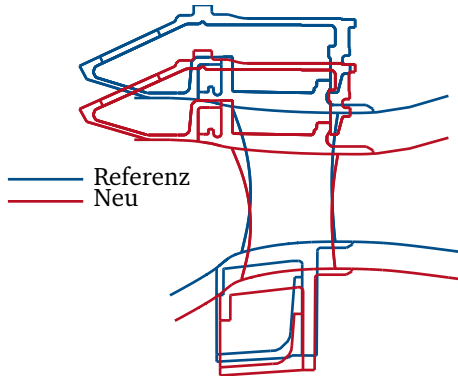


Abbildung 6.1: Meridianschnitt des Stators (Referenzfall und Neuentwicklung)

zweiten Modell angepasst. Der Totaldruck am Eintritt wurde um 12% erhöht, die Totaltemperatur um 5%. Zusätzlich weist das zweite Modell einen um 50% größeren Kühlmassenstrom in der unteren Kavität auf. Die Variation der Randbedingungen wurden willkürlich gewählt, befinden sich aber im Bereich des bei Neuentwicklungen Üblichen. Ferner liegen die Unterschiede der Geometrien und Randbedingungen zwischen beiden Modellen in den in Kapitel 4 analysierten Bereichen.

Für beide Geometrien wurden CHT Modelle aufgesetzt, mit denen die auftretenden Wärmeverluste berechnet wurden. Die für die Skalierung des Wärmeverlustmodells erforderlichen Thermaldaten wurden aus dem Ergebnis für die erste Geometrie abgeleitet. Die erste Statorgeometrie wird also als Referenzfall verwendet. Dieses Wärmeverlustmodell wurde danach benutzt, um durch die in Kapitel 3 beschriebene Skalierung und Detaillierung die Wärmeverluste der zweiten Geometrie abzuschätzen. Die Abschätzungen wurden dann mit den Berechnungsergebnissen der CHT-Rechnung der zweiten Geometrie verglichen, die in diesem Szenario die Neuentwicklung darstellt. Unter der Annahme, dass der Fehler dieser Berechnungsergebnisse wesentlich kleiner ist als der der Abschätzung durch das Wärmeverlustmodell, kann so die Genauigkeit des Modells überprüft werden.

6.2 Validierung der verwendeten CHT-Methode

Für die CHT-Berechnungen wurde wieder die Software Fine Turbo verwendet. Die von der Software bereitgestellte Möglichkeit, CHT-Rechnungen durchzuführen, wurde anhand der von Hylton et al. (1983) untersuchten MARK-II Kaskade validiert.

Bei der MARK-II Kaskade handelt es sich um eine der wenigen veröffentlichten Testfälle für gekoppelte aerothermale Probleme in Turbomaschinen. Der Testaufbau besteht aus einer Kaskade mit drei Schaufeln, von denen die mittlere Schaufel durch zehn Bohrungen von innen gekühlt wird. Die Temperatur an der Schaufeloberfläche wurde im Mittelschnitt gemessen. Die Wärmeübergangskoeffizienten an den Wänden der Kühlbohrungen wurden mit einer Nußeltkorrelation für Rohre bestimmt und sind im Bericht angegeben. Anhand der gemessenen Schaufeltemperatur konnte dadurch der lokale Wärmestrom durch Lösung der Energiegleichung in der Schaufel berechnet werden.

Für die Rechnungen wurde jeweils die halbe Passage an beiden Seiten der gekühlten Schaufel mit insgesamt 1 500 000 Punkten vernetzt. Die Schaufel selbst wurde zusätzlich mit 800 000 Punkten vernetzt. Die Turbulenz wurde mit dem SA-Modell modelliert. Wegen des offensichtlich transitionalen Grenzschichtverhaltens wurde wie für die VKI-Kaskade in Kapitel 4 das AGS-Transitionsmodell verwendet. Die Randbedingungen der gezeigten Ergebnisse entsprechen dem Fall Nummer 4421 aus dem Bericht ($Re_2 = 2 \times 10^6$, $M_2 = 0,9$, $Tu = 8,3\%$ und $T_w/T_h = 0,7$), der den Randbedingungen des später behandelten Stators am ehesten entspricht.

Abbildung 6.2 zeigt oben die Isentrope Machzahl am Mittelschnitt der Schaufel. Der turbulente Umschlag der Grenzschicht an der Saugseite erfolgt etwa bei $z/c_{ax} = 0,4$ und verhindert die im laminaren Fall auftretende Ablöseblase. Die Messergebnisse bestätigen dieses Ergebnis. Abbildung 6.2 Mitte und unten zeigt die Wandtemperatur und die Nußeltzahl aufgetragen über der axialen Sehnenlänge. Die negativen Werte auf der Abszisse stehen für die Druckseite. Die Übereinstimmung ist auch hier gut. Der Vergleich der transitionalen Lösung mit der laminaren zeigt wieder eindeutig, dass die Strömung an der Saugseite etwa bei $z/c_{ax} = 0,4$ abrupt umschlägt. Auch auf der Druckseite schlägt die Grenzschicht schnell um. Der Umschlag ist jedoch viel weicher und der Turbulenzeinfluss auf die Wärmeleitung bleibt auf einem niedrigerem Niveau. Für diesen Testfall liefert die verwendete numerische Modellierung also gute Ergebnisse.

6.3 Erstellung der CHT-Modelle

Das erstellte CHT-Modell für den Stator des zu betrachtenden Referenzfalls ist in Abbildung 6.3 exemplarisch gezeigt. Das Modell enthält drei Strömungsgebiete: die Statorpassage, die Gehäusekavität und die Nabenkavität. Die Strömungsgebiete sind von insgesamt vier festen Bauteilen umgeben. Die innere und äußere Endwand (hellgrau) trennen die Passagenströmung von den Kavitäten, die Gehäusestruktur (dunkelgrau) trennt die Kavitäten nach innen und außen ab. Sie bildet die Grenze

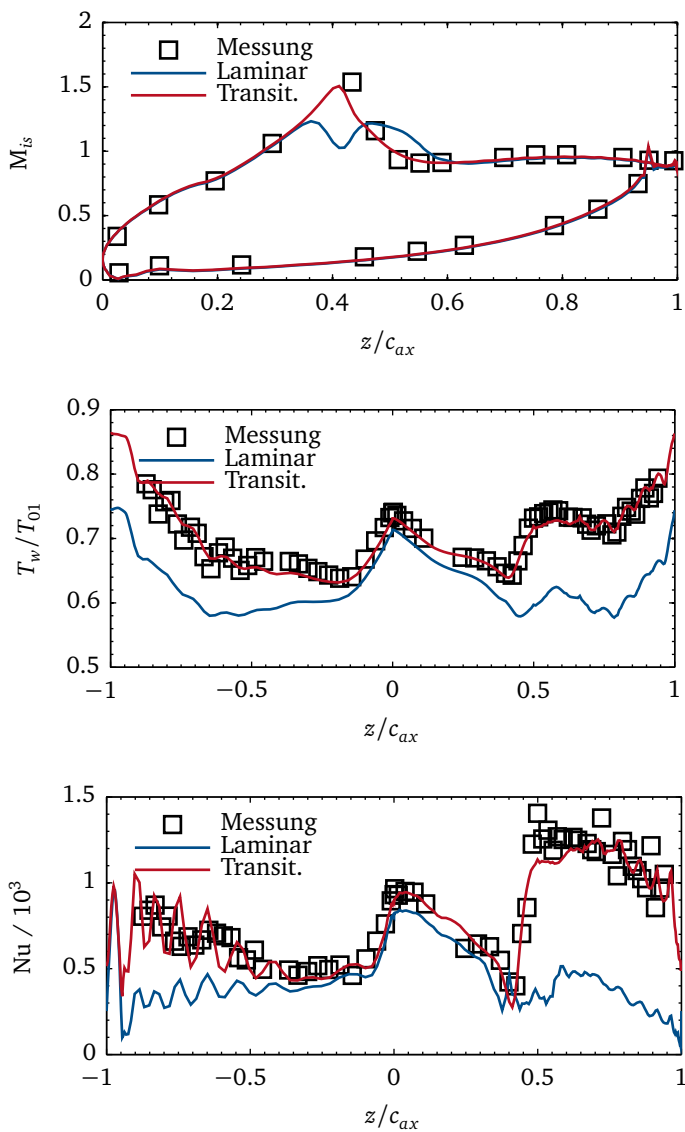


Abbildung 6.2: Isentrope Machzahl, Wandtemperatur und Nußeltzahl der MARK-II Kaskade

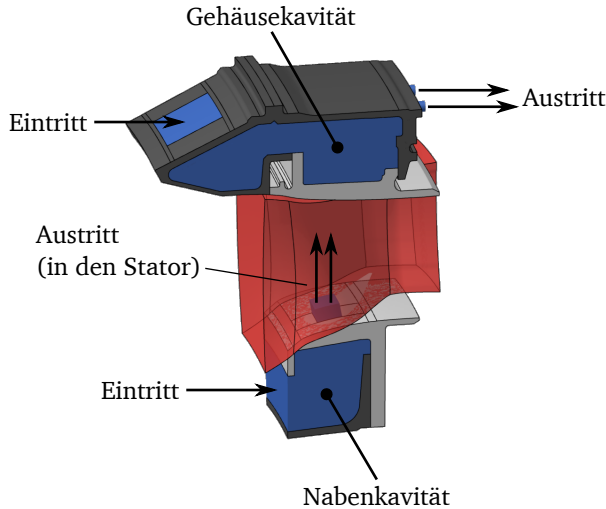


Abbildung 6.3: Aufbau des verwendeten CHT-Statormodells

des hier modellierten Berechnungsgebiets. Die Wände der Passagenströmung an Nabe und Gehäuse sind mit den Endwänden über periodische nicht-konforme Randbedingungen verknüpft (in *Fine Turbo periodic full non matching boundary conditions* genannt).

Das Netz der Statorpassage besteht aus etwa 2 Millionen Zellen, also mehr als doppelt soviel wie für die MARK-II Kaskade. Die höhere Auflösung ist hier notwendig, da die Sekundärströmung in der Passage einen entscheidenden Einfluss auf den Wärmeübergang an den Endwänden hat und daher korrekt wiedergegeben werden sollte (vgl. Hermanson et al., 2003). Gehäuse- und Nabenkavität wurden mit 1,6 bzw. 0,5 Millionen Zellen vernetzt. An allen Wänden wurde die Auflösung so gewählt, dass der dimensionslose Wandabstand y^+ unter eins liegt. Zu den 4,1 Millionen Zellen addieren sich noch weitere 0,5 Millionen Zellen für die Festkörper.

Die Schaufeloberfläche wurde adiabat modelliert. Wie in 4.5 erklärt, spielt der Wärmestrom durch die Schaufeloberfläche für die energetischen Wärmeverluste einer Schaufelreihe eine untergeordnete Rolle. Geometrie und Strömung im Schaufelinneren sind außerdem extrem komplex. Voruntersuchungen im Rahmen dieser Arbeit haben gezeigt, dass eine Einbeziehung dieses Gebiets in das CHT-Modell sehr aufwendig ist und zu einer wesentlich schlechteren Konvergenz führt. In vielen bis heute veröffentlichten CHT-Berechnungen wird daher auf Korrelationen für den kühlungsseitigen Wärmeübergangskoeffizienten zurückgegriffen. Darüber hinaus

sollen die hier erstellten CHT-Modelle nicht der möglichst genauen Abbildung der Realität sondern lediglich als Validierungsfall für das entwickelte Wärmeverlustmodell dienen. Die hier gezeigten Rechnungen der zwei Statoren haben daher adiabate Schaufelwände.

Da die Schaufelwände adiabat angenommen werden, ist die Verwendung eines Transitionsmodells hier nicht notwendig. Interessanter wäre, ein Transitionsmodell für die Endwände zu verwenden. Dies ist leider durch die verwendete Software nicht gestattet. Alle Grenzschichten sind daher abgesehen von pseudo-transitionalen Effekten voll-turbulent.

Als Randbedingungen wurden für die Passage Totaltemperatur und -druck am Eintritt und statischer Druck am Austritt verwendet. Die beiden Kavitäten wurden mit Massenstromrandbedingung gerechnet. An den äußeren Wänden der Festkörper, die die Grenze des Berechnungsgebiets darstellen, wurde die Wandtemperatur vorgeschrieben. Da der Wandwärmestrom sehr sensibel auf Änderungen im Strömungsfeld reagiert, ist für aerothermale Probleme dieser Art eine stabile Konvergenz unerlässlich. Um die Verlässlichkeit der Ergebnisse abzuschätzen, wurden während der laufenden Rechnung alle Wandwärmeströme in Intervallen von 250 Iterationen (bei einer Gesamtanzahl von ca. 5000 bis 10 000 Iterationen) ausgewertet. Für die konvergierte Lösung liegen die verbleibenden Schwingungen bei 0,07% für die internen Wärmeverluste und 0,3% für die externen.

6.4 Ergebnisse

Abbildung 6.4 zeigt exemplarisch die mit Heißgas- und Kühlungstemperatur normierte Temperaturverteilung in Strömung und Bauteilen. Für den Referenzfall sagt die CHT-Rechnung einen auf die Rotorleistung bezogenen Wärmeverlust von 1,01% voraus. Für die Neuentwicklung steigt der Wert auf 1,17%. Mit dem in Abschnitt 3.1.7 beschriebenen Ansatz kann die damit einhergehende Verringerung der Rotorleistung abgeschätzt werden. Die mit den CHT-Modellen berechneten Wärmeverluste würden im Rotor demnach zu einer Leistungseinbuße von 0,19% bzw. 0,22% führen. Auch alle folgenden Rotoren würden aufgrund niedrigerer Eintrittstemperaturen ähnliche Leistungseinbußen erfahren. Auf der einen Seite zeigen diese Ergebnisse, das Wärmeverluste als Verlustmechanismus durchaus einen beachtenswerten Effekt auf die Turbinenleistung haben. Auf der anderen Seite sind die Änderungen zwischen verschiedenen Konfigurationen von einer geringeren Größenordnung. So beziffert sich der Leistungsunterschied des Rotors zwischen Referenzfall und Neuentwicklung in diesem Beispiel auf etwa 0,03%.

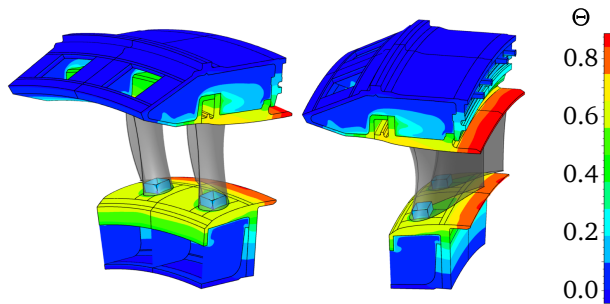


Abbildung 6.4: Temperaturverteilung des ersten CHT-Modells

Für die Repräsentation der Festkörper im Wärmewiderstandsnetzwerk wurde die einfachste Form, also eindimensionale Wärmewiderstände gewählt. Abbildung 6.5 zeigt schematisch die vollzogene Aufteilung der Festkörper. An Punkt „a“ der Skizze wechselt das Vorzeichen des Wandwärmestroms in der Nabenkavität. Oberhalb des Punktes gelangt die Wärmeenergie des internen Wärmeverlusts \dot{Q}_{i1} aus der Passage in die Kavität, unterhalb wird der externe Wärmeverlust \dot{Q}_{e1} über die Grenze des Berechnungsgebiets hin abgegeben. Beide Wärmeströme sind aus der CHT-Rechnung des Referenzfalls bekannt. Punkt „b“ ergibt sich, wenn man die Wärmeverluste des Heißgasstroms an die Nabe in den bekannten Wärmestrom \dot{Q}_{i1} und den verbleibenden Wärmestrom \dot{Q}_{d2} aufteilt. Der Verlauf der Linie zwischen den Punkten „a“ und „b“ ist für das Modell irrelevant und dient nur zur Illustration. Die Aufteilung im Gehäusebereich ist analog durchgeführt. Die Gesamtwiderstände an den Endwänden (R_{i1} und R_{i3}) setzen sich aus jeweils drei Widerständen für die Heißgasseite, den Festkörper und die Kaltgasseite (Indizes h , s und c) zusammen. Bei den externen Wärmeverlusten entfällt durch die Temperaturrandbedingung an der Grenze des Berechnungsgebiets der Widerstand der kaltgasseitigen Grenzschicht. Insgesamt wird das System also durch 14 Widerstände beschrieben. Da die Wärmeströme und Wandtemperaturen aus der CHT-Rechnung bekannt sind, können die Festkörperwiderstände direkt bestimmt werden. Gleiches gilt für die Grenzschichtwiderstände auf den jeweiligen Flächen. Das so kalibrierte Wärmewiderstandsnetzwerk gibt die Wärmeverluste des Referenzfalls exakt wieder.

Die Kalibrierung führt zu einem wichtigen Nebenergebnis: Abbildung 6.6 zeigt für die sechs Gesamtwiderstände die relative Zusammensetzung. Sie besteht aus den Anteilen der Grenzschichten auf Heiß- und Kaltgasseite sowie dem des Festkörpers.

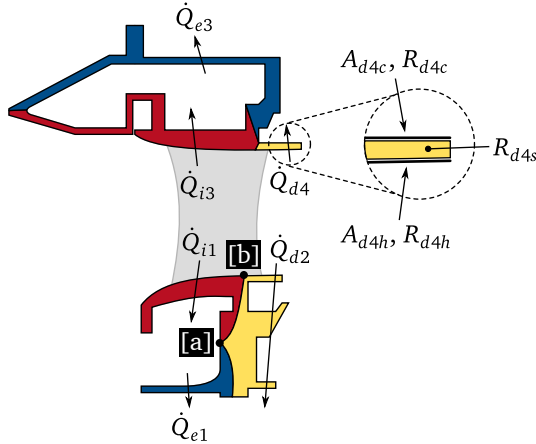


Abbildung 6.5: Aufteilung der Festkörper in 1D Widerstände

Die Wärmewiderstände der internen Verluste in die Kavitäten (R_{i1} und R_{i3}) sind recht gleichmäßig zusammengesetzt. Die dünnen Außenwände verschieben das Verhältnis bei den externen Widerständen (R_{e1} und R_{e3}) zu größeren Anteilen der Grenzschicht. Bei den direkten Wärmeverlusten (R_{d2} und R_{d4}) verschiebt sich das Verhältnis in die entgegengesetzte Richtung. Insgesamt sind alle Widerstände jedoch von derselben Größenordnung. Für die folgende Anwendung des Wärmeverlustmodells auf den Auslegungsfall hat dies die wichtige Konsequenz, dass die Änderung aller Wärmewiderstände ähnlich wichtig ist. Eine Vernachlässigung, gleich welcher Seite, würde sich merkbar nachteilig auf die Vorhersagegenauigkeit auswirken.

Für die Skalierung der Festkörperwiderstände wurden im hier gezeigten Beispiel fall lediglich die Flächen- und Dickenverhältnisse der Bauteile, die sich aus dem veränderten Design ergeben (siehe Abbildung 6.1), verwendet. Für die Skalierung der Grenzschichtwiderstände wurden die Reynoldszahl jeweils am Strömungseintritt und die axiale Erstreckung der betroffenen Fläche verwendet.

Für die Detaillierung wurden ungekoppelte CFD-Rechnungen mit konstanter Wandtemperaturrandbedingung der Passage beider Statorgeometrien durchgeführt. Die durch Skalierung erhaltenen Wärmewiderstände auf den vier Flächen A_{i1h} , A_{d2h} , A_{i3h} und A_{d4h} wurden durch die sich aus der CFD ergebenden Verhältnisse der Wärmewiderstände ersetzt. Bei der Nabenkavität wurde analog vorgegangen. Insgesamt wurden zur Detaillierung also vier ungekoppelte CFD-Rechnungen durchgeführt (zwei mal Hauptstrom plus zwei mal Nabenkavität).

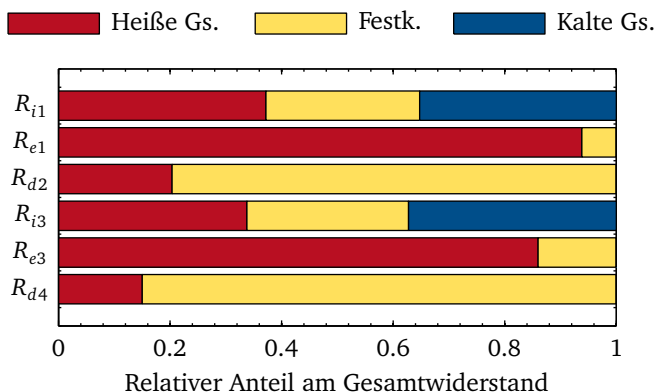


Abbildung 6.6: Anteil der Grenzschicht- und Festkörperwiderstände am Gesamtwiderstand (kalibriertes Modell)

	Skaliert	Detailliert
Absolutfehler $e_{abs} = \frac{Q_{mod}}{Q_{cht2}}$	2,2%	0,7%
Differenzfehler $e_{dif} = \frac{Q_{mod} - \dot{Q}_{cht1}}{\dot{Q}_{cht2} - \dot{Q}_{cht1}}$	16,6%	4,9%

Tabelle 6.1: Abschätzungsfehler der Wärmeverluste des Hauptstroms

Abbildung 6.7 zeigt die Standardabweichung der 14 Widerstände und der sechs Wärmeströme jeweils verglichen mit dem Ergebnis der zweiten CHT-Rechnung. Der Vergleich der Ergebnisse des skalierten Wärmeverlustmodells mit denen des detaillierten zeigt, dass die Abschätzung der Wärmewiderstände mittels ungekoppelter CFD-Rechnungen die Genauigkeit der Abschätzung klar verbessert. Aussagekräftiger als die Standardabweichung ist der in Tabelle 6.1 gezeigte Abschätzungsfehler der Wärmeverluste des Heißgasstroms über die Endwände, denn dieser Wärmeverlust stellt letztendlich die Zielgröße der Abschätzung dar. Allerdings ist der extrem niedrige Wert des Absolutfehlers irreführend, denn das Wärmeverlustmodell wurde mit dem Referenzfall skaliert. Da sich die Wärmeströme zwischen Referenzfall und Neuentwicklung nur leicht ändern – der Verlust des Heißgasstroms steigt wie bereits erwähnt von 1,01% auf 1,17% der Rotorleistung – würde selbst die Verwendung des unskalierten Modells noch zu einem tolerablen Fehler führen. Aber selbst der Differenzfehler, der angibt, mit welcher Abweichung der Unterschied zwischen beiden Konfigurationen vorausgesagt werden kann, ist in Anbetracht der Einfachheit der Methode absolut zufriedenstellend.

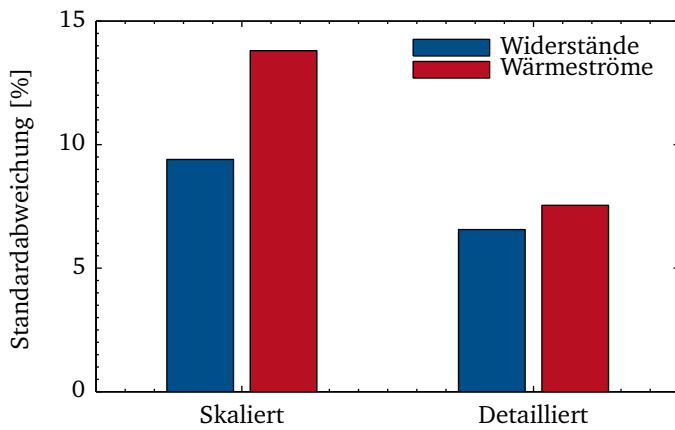


Abbildung 6.7: Abschätzungsfehler der Widerstände und Wärmeströme

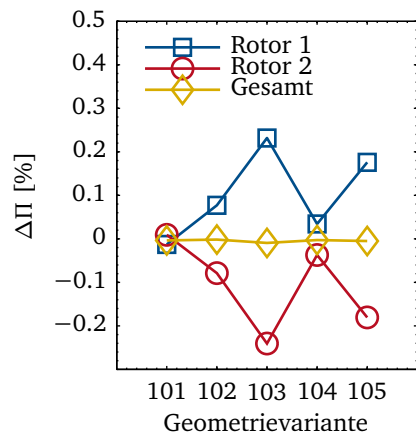
7 Anwendung des Wärmeverlustmodells

7.1 Ausgangssituation

In diesem Kapitel soll eine praktische Anwendung des entwickelten Wärmeverlustmodells gezeigt werden.

Als Ausgangssituation dienen Daten einer Triebwerksturbine, bestehend aus zwei Hochdruckturbinenstufen und der Niederdruckturbinen, die von Rolls-Royce Deutschland zur Verfügung gestellt wurden. Die Daten entstammen einer eindimensionalen Optimierung aus der Vorauslegung, bei der der Strömungskanal und die Schaufelumlenkung variiert wurden. Die Modellierung von Rolls-Royce umfasst den in 21 Stromfäden aufgeteilten Hauptstrom und die Kühlmassenströme, die der Hauptströmung an diskreten Stellen beigemischt werden. Die Endwände werden hierbei adiabat modelliert, es treten also keine Wärmeverluste auf.

Die Geometrievariation ist in Abbildung 7.1 gezeigt. Sie umfasst den Ausgangsfall, genannt „100“ und fünf weitere Varianten. Die Eintrittszustände des Hauptstroms und der Kühlung sind bei der gezeigten Variation stets konstant, ebenso die Rotorleistung aller Stufen. Daraus folgen verschiedene Stufendruckverhältnisse für die jeweiligen Geometrien. Der nebenstehende Graph zeigt die auf den Ausgangsfall bezogene Änderung des Druckverhältnisses Π für beide Stufen der Hochdruckturbinen. Das Gesamtdruckverhältnis, das sich aus dem Produkt beider Druckverhältnisse berechnet, variiert bei den vorliegenden Fällen kaum, da die Verluste hauptsächlich zwischen den beiden Stufen verlagert werden.



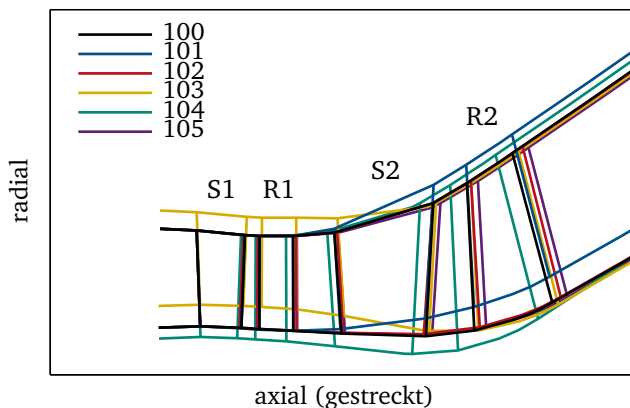


Abbildung 7.1: Geometrieviation des Optimierers (verfälschtes Seitenverhältnis)

Die Gesamtverluste aller sechs Designvarianten sind in der Hochdruckturbine nahezu identisch. Im Folgenden soll untersucht werden, ob dieser Umstand auch bei Beachtung der Wärmeströme noch zutrifft. In Abschnitt 7.2 werden die Wärmeverluste mit einem Modell abgeschätzt, das vereinfachend nur den Heißgasstrom abbildet. Abschnitt 7.3 zeigt Ergebnisse eines um die Nebenströme erweiterten Wärmeverlustmodells. Beide Modelle basieren auf dem im Rahmen dieser Arbeit entworfenen Konzept für die Wärmeverlustmodellierung.

7.2 Modellierung ohne Hauptstrom

Das Wärmeverlustmodell des Heißgasstroms umfasst die vier Schaufelreihen der Hochdruckturbine. Die Kühlluft wird wie in der vorliegenden aerodynamischen Auslegung an diskreten Stellen beigemischt. Die Zusammensetzung der Massenströme ist in Abbildung 7.2 gezeigt. Die prozentual angegebenen Kühlluftmengen sind auf den Heißgasmassenstrom \dot{m}_1 bezogen. Aus den Datensätzen der aerodynamischen Optimierung wurden die Totaltemperaturen und Massenströme des Heißgasstroms und der Kühlung sowie die adiabate Rotorleistung verwendet. Der Heißgasmassenstrom beträgt etwa 15 kg/s bei 1400 K, die Nebenlufttemperatur etwa 700 K.

An den Wänden der Nabe und des Gehäuses wurden für alle Schaufelreihen jeweils die Wandtemperatur und das Produkt aus Wärmeübergangskoeffizient und Wandfläche (αA) vorgegeben. Die Lage der Randbedingungen ist in Abbildung 7.2

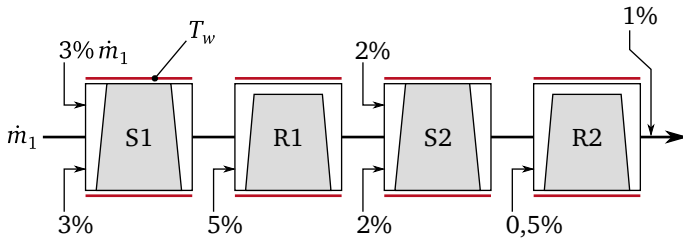
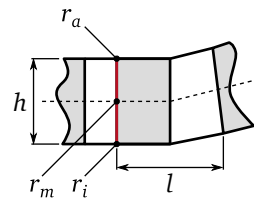


Abbildung 7.2: Aufbau des Wärmeverlustmodells ohne Nebenströme

durch rote Linien dargestellt. Die Randbedingungen des Ausgangsfalls „100“ entstammen einem zweidimensionalen Thermalmodell einer typischen Rolls-Royce Hochdruckturbinen. Die Wandtemperaturen wurden direkt von dem Thermalmodell übernommen. Der Wert für αA wurde so kalibriert, dass die Wärmeverluste dieses Falls denen des Thermalmodells entsprechen.

Mit dem kalibrierten Modell lässt sich, wie in Abbildung 7.3 gezeigt, die Leistungsabnahme beider Hochdruckstufen infolge der Wärmeverluste berechnen. Der geringste Wärmeverlust von jeweils etwa 0,3% der adiabaten Stufenleistung entspricht dem des zur Kalibrierung verwendeten Thermalmodells. In drei weiteren Berechnungen wurden die kalibrierten Wärmeübergangskoeffizienten zur Verdeutlichung des Effekts um das 2-, 5- und 10-fache erhöht, was zu Wärmeverlusten von bis zu etwa 3% der Stufenleistung führt. Im vorherigen Kapitel lieferte das Modell mit dem Wärmeverlust-Einflussfaktor $\theta = 0,2$ die besten Ergebnisse. Dieser Wert wurde auch hier verwendet. In der ersten Stufe hält sich die Leistungsabnahme mit maximal 0,29% in Grenzen, ist aber nicht vernachlässigbar. Die Leistungsabnahme der zweiten Stufe ist merkbar größer, denn zusätzlich zu den eigenen Wärmeverlusten wirkt sich hier auch die durch Wärmeverluste in der ersten Stufe niedrigere Eintrittstemperatur aus. Für 3% Wärmeverluste nimmt die Stufenleistung hier um fast 1% ab.

Die Wandtemperaturen des Ausgangsfalls wurden für die Varianten „101“ bis „105“ unverändert übernommen. Die Wandflächen und Wärmeübergangskoeffizienten (αA) wurden anhand der Datensätze aus der aerodynamischen Optimierung skaliert: Die verfügbaren Datensätze enthalten neben den Rotorleistungen, Massenströmen und Druckverhältnissen auch die Strömungsgrößen auf 21 Punkten entlang der Vorder- und Hinterkante jeder Schaufel. Die Reynoldszahl jeder Schaufelrei-



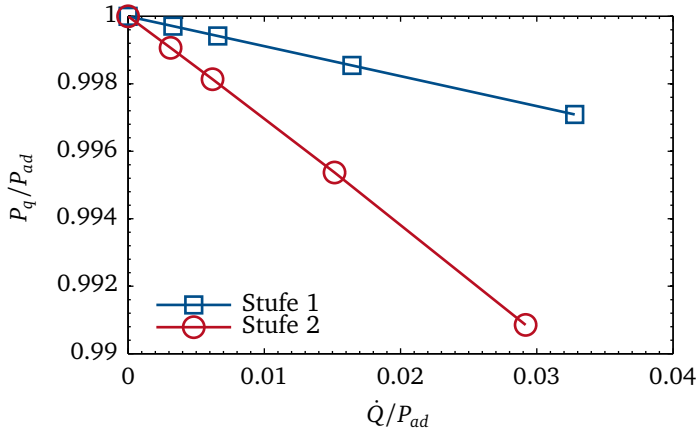


Abbildung 7.3: Leistungsabnahme in beiden Stufen infolge der Wärmeverluste beim Ausleugsfall (jeweils bezogen auf die adiabate Stufenleistung)

he wurde durch die gemittelten Strömungsgrößen bei Erreichen der jeweiligen Schaufelvorderkante bestimmt. Als Referenzlänge wurde eine Pseudo-Referenzlänge

$$\tilde{L} = hl p = hl \frac{2\pi r_m}{n} \quad (7.1)$$

verwendet, die sich aus der Kanalhöhe an der Vorderkante, dem Abstand der Vorderkanten an der Nabe und dem aus Umfang am mittleren Radius und Schaufelzahl berechneten Schaufelabstand zusammensetzt. Die bei den Varianten auftretende Änderung der Reynoldszahl ist mit bis zu etwa 20% beträchtlich. Die Flächen an Nabe und Gehäuse wurden mit den Längen- und Radiusverhältnissen skaliert:

$$\frac{A_{h/s}}{A_{h/s}^*} = \frac{r_{h/s} l}{r_{h/s}^* l^*} \quad (7.2)$$

Somit ergibt sich für die Thermalrandbedingungen der Varianten „101“ bis „105“ folgende Skalierungsvorschrift:

$$[\alpha A] = [\alpha^* A^*] \underbrace{\frac{\tilde{L}^*}{\tilde{L}} \left(\frac{\widetilde{Re}}{Re^*} \right)^{0,8}}_a \underbrace{\frac{r_{h/s} l}{r_{h/s}^* l^*}}_b \quad (7.3)$$

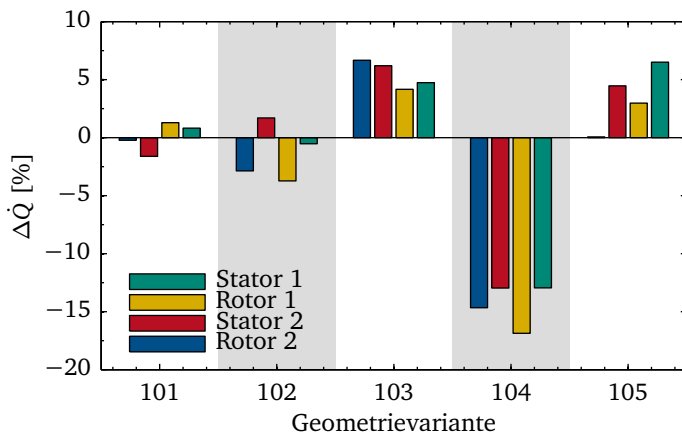


Abbildung 7.4: Wärmeverlust je Schaufelreihe der Geometrievarianten

Die Werte für α^*A^* entstammen dem Referenzfall „100“. Term „a“ steht für die Skalierung des Wärmeübergangskoeffizienten, Term „b“ für den Flächeneinfluss. Beide Terme haben etwa dieselbe Größenordnung. Die Temperaturabhängigkeit der Stoffeigenschaften ist vernachlässigt.

Die skalierten Modelle der Varianten „101“ bis „105“ zeigen in den Wärmeverlusten teilweise erhebliche Abweichungen. Abbildung 7.4 zeigt die Änderung der Wärmeverluste aller vier Schaufelreihen der fünf Varianten, jeweils bezogen auf den Ausgangsfall. Besonders auffallend sind die stark verringerten Wärmeverluste der Variante „104“. In der ersten Hochdruckstufe wird laut Abschätzung 14,7% bzw. 13% weniger Wärme an die Außenwände abgegeben. Im Stator der zweiten Stufe verringert sich der Wärmeverlust um 16,9% und im Rotor nochmals um 12,9%. Für die anderen Varianten sind die Änderungen geringer. Zudem sind die Änderungen der Wärmeverluste nicht gleichgerichtet, wodurch beim Einfluss auf die Rotorleistungen Kompensationseffekte auftreten, die im Folgenden noch näher erläutert werden sollen. Ansonsten zeigt nur noch Variante „102“ eine Verminderung der Gesamtwärmeverluste, allerdings bedeutend kleiner.

Die stark verringerten Wärmeverluste der Variante „104“ sind vor allem auf den aus Abbildung 7.1 ersichtlichen geringeren Nabenumfang zurückzuführen. Zum einen sinkt dadurch die Wandfläche. Zum anderen bleibt in der ersten Stufe der Radius am Gehäuse im Vergleich zum Ausgangsfall etwa konstant. Durch die infolge dessen steigende Kanalhöhe sinkt die Axialgeschwindigkeit und somit die Reynoldszahl,

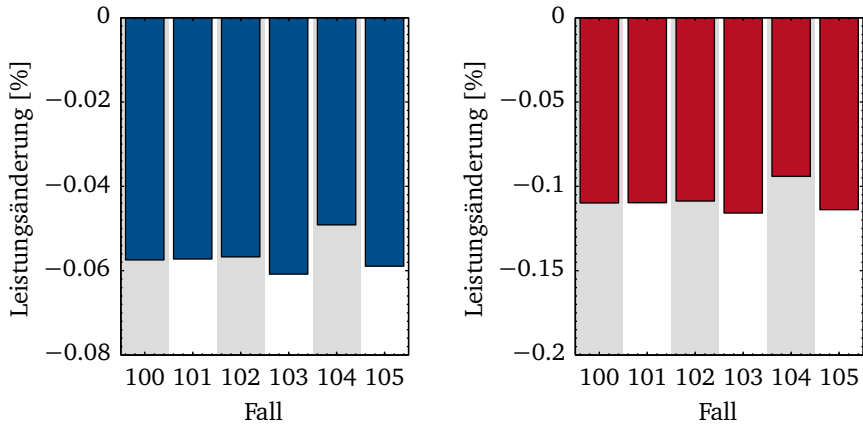


Abbildung 7.5: Leistungsänderung der Turbine infolge von Wärmeverlusten (links Hochdruck-, rechts Niederdruckturbine)

was zu weiter abnehmenden Wärmeverlusten führt. Dieser Effekt wird durch den in der zweiten Stufe leicht ansteigenden Gehäuseradius weiter verstärkt.

Abbildung 7.5 zeigt links den Einfluss der Wärmeverluste auf die Gesamtleistung der Hochdruckturbine, wie er gemäß Abschnitt 3.1.7 abgeschätzt werden kann. Variante „104“ zeigt nur in etwa das 0,86-fache der Leistungsabnahme des Ausgangsfalls. Der rechte Graph der Abbildung zeigt den Einfluss auf die Niederdruckturbine. Sie wurde im Wärmeverlustmodell adiabat modelliert, zeigt jedoch aufgrund der geringeren Eintrittstemperaturen auch eine Leistungsabnahme. Außer Variante „104“ zeigen auch die Varianten „101“ und „102“ eine im Vergleich zum Ausgangsfall geringere Leistungsabnahme infolge diabater Wände.

Da die Leistungsabgabe bei der Berechnung vorgegeben wurde, weisen die aerodynamischen Datensätze der einzelnen Varianten leicht niedrigere Austrittsdrücke auf. Die aerodynamischen Ergebnisse der Varianten „101“ bis „105“ wurden unter Annahme eines unverändert bleibenden Wirkungsgrades auf das Druckverhältnis des Ausgangsfalls Π_0 skaliert:

$$P'_i = P_i \frac{1 - \Pi_i^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}{1 - \Pi_0^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \quad (7.4)$$

So ergeben sich für alle Varianten bei gleichem konstanten Druckverhältnis unterschiedliche Hochdruckturbinenleistungen. Diese wiederum sollen nun mit dem Wärmeverlustmodell korrigiert werden.

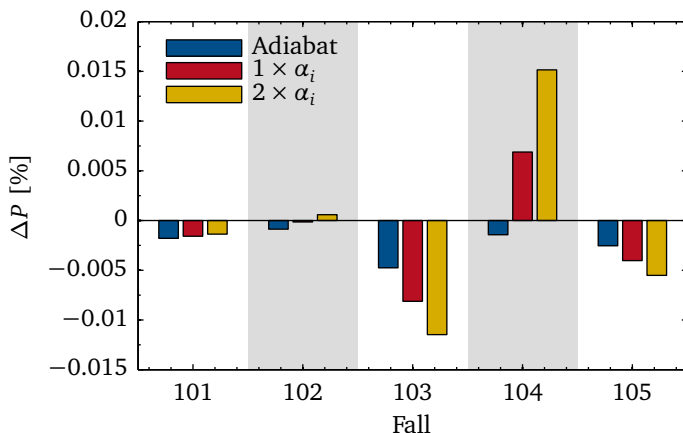


Abbildung 7.6: Leistungsänderung durch die Geometrievariation in Abhängigkeit von den Wärmeverlusten

Abbildung 7.6 zeigt die auf den Auslegungsfall bezogene Leistungsdifferenz der Geometrievarianten. Die blauen Balken zeigen die Fälle ohne Wärmeverluste, die roten und gelben zeigen die Fälle mit Wärmeverlusten, einmal mit den Wärmeübergangskoeffizienten aus der Kalibrierung und einmal mit den jeweils doppelten Werten. Auch der Datensatz von Variante „104“ zeigt ursprünglich ein schlechteres Druckverhältnis als der Ausgangsfall. Die nach Gleichung 7.4 skalierte adiabate Leistung ist wie bei allen anderen Varianten also kleiner. Die geringere Leistungsabnahme führt aber dazu, dass sich die Situation infolge der Wärmeverluste umkehrt. Die Leistung mit Wärmeverlusten ist 0,007% höher als die Leistung des Ausgangsfalls (wohlgemerkt auch mit Wärmeverlusten). Die Varianten „101“ und „102“ zeigen denselben Trend, allerdings weitaus weniger ausgeprägt.

Die quantitative Betrachtung der Wärmeverluste in Abbildung 7.4 lässt diesen Trend für die Varianten „102“ und „104“ erwarten. Bei Variante „101“ zeigt sich zusätzlich, dass auch bei im Vergleich zum Ausgangsfall leicht höheren Gesamt-wärmeverlusten eine geringere Leistungsabnahme auftreten kann. Die verringerten Wärmeverluste in der ersten Stufe wirken hier stärker als die erhöhten Wärmeverluste der zweiten Stufe. Es ist also sinnvoll, die Wärmeverluste möglichst weit in die hinteren Stufen zu verlagern, da die in der Brennkammer erzeugte Wärme so dem Arbeitsmedium länger zur Verfügung steht. Diese Erkenntnis kann durch die Spreizung der Isobaren im h - s -Diagramm auch theoretisch erklärt werden.

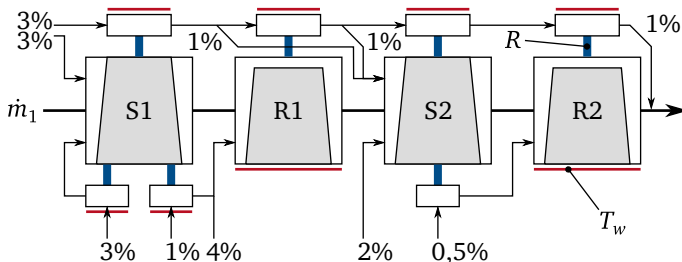


Abbildung 7.7: Aufbau des Wärmeverlustmodells mit Nebenströmen

7.3 Modellierung mit Nebenströmen

Bei der im vorherigen Abschnitt gezeigten Modellierung wurde für die dem Hauptstrom zugegebenen Nebenströme stets die konstante Nebenstromtemperatur verwendet, wie sie in der Sekundärluft hinter der Brennkammer zur Verfügung steht. In der Modellierung wurde angenommen, dass die vom Heißgasstrom abgegebene Wärme direkt verloren ist. Unter realen Bedingungen würde die Sekundärluft in den um den Heißgasstrom liegenden Kavitäten die abgegebene Wärme zumindest teilweise aufnehmen und so an späterer Stelle dem Heißgasstrom wieder zur Verfügung stellen.

Diese Rückführung kann nur mit einem um die Nebenströme erweiterten Wärmeverlustmodell modelliert werden, wie es in Abbildung 7.7 gezeigt ist. Die als Wärmewiderstände abgebildeten Wände sind durch blaue Linien dargestellt. Die Massenströme und für den adiabaten Fall auch die Heißgastemperaturen entsprechen dem Modell des vorherigen Abschnitts. Bei auftretenden Wärmeströmen stellen sich allerdings andere Temperaturen ein, da die verlorene Wärme nun teilweise in den Hauptstrom zurückgeführt wird. Die Struktur der Nebenströme im Wärmeverlustmodell wurde dem zur Verfügung stehenden Rolls-Royce Thermalmodell nachempfunden.

Der zur Verfügung stehende Datensatz der aerodynamischen Auslegung enthält die vorgegebenen Massenströme und Temperaturen der Kühlluft, die allerdings über die Geometrievariation unverändert bleiben. Andere Strömungsgrößen der Sekundärluft stehen nicht zur Verfügung. Bei der Skalierung des Wärmeverlustmodells mit Sekundärluft auf die Geometrievarianten „101“ bis „105“ wurde daher angenommen, dass sich die Reynoldszahlen in der Sekundärluft nicht ändern. Bei unveränderten Massenströmen sind generell keine großen Änderungen der Reynoldszahl zu erwarten. Darüber hinaus hat Kapitel 4 gezeigt, dass Skalierungen der Nußeltzahl

im Sekundärluftbereich nur begrenzt einsetzbar sind. Auch die Änderung der Flächen im Sekundärluftsystem geht aus dem Datensatz nicht hervor. Daher wurden für jede Variante zwei Wärmeverlustmodelle für die Extremfälle erstellt. Im ersten Modell wurden die Wärmewiderstände der Wände und Sekundärluftgrenzschichten vom Auslegungsfall unverändert übernommen, im zweiten Modell wurde hingegen die Flächenänderung der Hauptstromwände (Gleichung 7.2) für die umliegenden Bereiche verwendet. Für den Ausgangsfall wurden die Wärmewiderstände im Sekundärluftbereich wieder anhand des Thermalmodells von Rolls-Royce kalibriert.

Die schon in Kapitel 6 erwähnte Zusammensetzung der Gesamtwiderstände ist wieder gleichmäßig. Sowohl die Grenzschichtwiderstände als auch die der Festkörper sind allerdings trotz ähnlicher Randbedingungen im Mittel größer, was auf die Modellierung im verwendeten Thermalmodell zurückzuführen ist. Die dort modellierten konstruktiven Details erhöhen die Widerstände der Festkörper. Auf der Fluidseite wurden im Thermalmodell zur Beachtung der Kühlung treibende Temperaturen verwendet, die niedriger sind, als die gemittelte Fluidtemperatur in der jeweiligen Passage. Die Kalibrierung unter Verwendung der gemittelten Fluidtemperatur führt demnach zwangsläufig zu höheren Werten der Grenzschichtwiderstände. Die Verwendung von Filmkühleffektivitäten gemäß Gleichung 3.16 könnte hier für eine realistischere Modellierung sorgen. Dafür standen im Rahmen dieser Arbeit aber keine Daten zur Verfügung.

Abbildung 7.8 vergleicht die Leistungsunterschiede der Geometrievarianten je nach Modellierung. Die blauen und roten Balken entsprechen dem adiabaten Modell bzw. dem vorherigen Wärmeverlustmodell ohne Wärmerückführung wie sie in Abbildung 7.6 zu sehen sind. Die Balken in Grün und Lila entsprechen dem Wärmeverlustmodell mit Rückführung, einmal mit unskalierten und einmal mit Flächen-skalierten Sekundärluftwärmewiderständen. Aufgrund der vielen Skalierungsfaktoren, die in jedes der Wärmeverlustmodelle einfließen, ist es schwierig, eine allgemeine Aussage abzuleiten, die den Einfluss der Wärmerückführung treffend beschreibt. Wichtig ist jedoch, dass sie im Vergleich zur einfachen Modellierung ohne Sekundärluft nie einen anderen Trend voraussagt. Allerdings ist wie zu erwarten der Gesamteffekt der Wärmeverluste bis auf bei Variante „101“ stets kleiner, wenn die Wärmerückführung modelliert wird.

Abbildung 7.9 zeigt die aus den Wärmeverlusten resultierende Absenkung der Eintrittstemperatur in die Niederdruckturbine. Es zeigt sich, dass die durch die Sekundärluft zurückgeführte Wärmemenge die Temperaturabsenkung um ein knappes Drittel reduziert. Gleiches gilt auch für die Leistungseinbußen. Auch mit Wärmerückführung sorgt die über die Sekundärluft nach außen abgegebene Wärme also für Leistungseinbußen in der Niederdruckturbine.

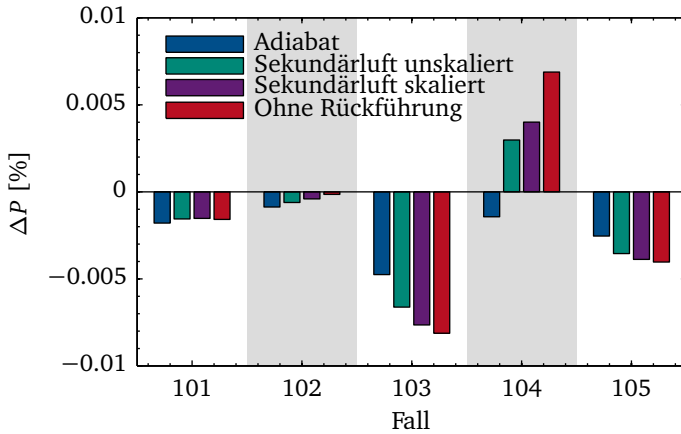


Abbildung 7.8: Leistungsänderung der Hochdruckturbinen mit modellierter Sekundärluft

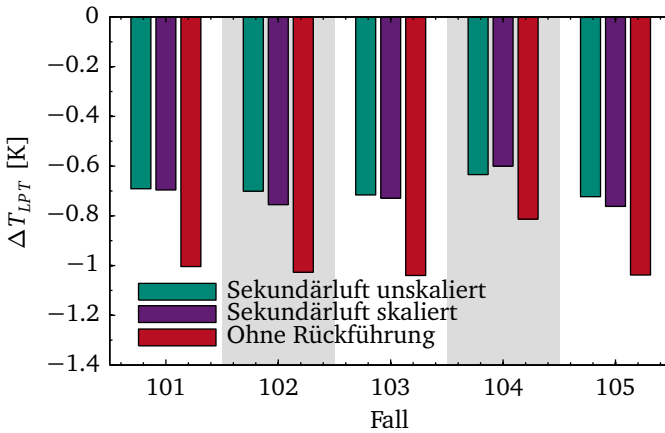


Abbildung 7.9: Änderung der Eintrittstemperatur in die Niederdruckturbinen mit und ohne Modellierung der Sekundärluft

8 Fazit

8.1 Zusammenfassung

Die der Arbeit zu Grunde liegende Voruntersuchung der Relevanz und Beachtung von Wärmeverlusten in der Hochdruckturbine zeigt zwei Aspekte:

Erstens werden Wärmeverluste bei heutigen Triebwerksentwicklungen noch nicht ausreichend bilanziert. Teilweise werden die resultierenden Leistungseinbußen zwar beachtet, dies geschieht jedoch nur punktuell. Die Berücksichtigung des physikalischen Problems der Kopplung würde eine gleichartige Kopplung verschiedener Komponenten und somit auch Arbeitspakete bzw. Projektgruppen im Auslegungsprozess erfordern, die so kaum realisiert wird.

Zweitens erreichen die Wärmeverluste bei aktuellen Triebwerksprojekten technisch relevante Größen. Wegen der hohen Sensibilität von Leistungsdaten, aber auch wegen der fehlenden Bilanzierung ist es allerdings schwierig, hier konkrete Zahlen zu nennen. Man kann grob von einer Größenordnung von 0,5 bis 1% der adiabaten Turbinenleistung ausgehen. Die Tendenz zu kleineren Kerntriebwerken und höheren Eintrittstemperaturen lassen für die Zukunft ein weiteres Anwachsen der Wärmeverluste vermuten. Die wachsende Bedeutung der aus der Turbine austretenden Wärmeströme als Verlustmechanismus kann insofern als gegebene Voraussetzung für die vorgestellte Arbeit angesehen werden.

Die Betrachtung der existierenden Thermalmethoden zeigt, dass nicht etwa fehlende oder unausgereifte Methoden der Grund für die mangelnde Bilanzierung von Wärmeverlusten sind. Die experimentellen und numerischen Forschungsaktivitäten der letzten Jahrzehnte zeigen, dass verlässliche Berechnungen der Wärmeverluste heute prinzipiell möglich sind. Vielmehr ist die komplexe Kopplung in Verbindung mit einer hohen Sensitivität hinsichtlich Geometriedetails bei der Modellierung das Problem.

Die im Rahmen dieser Arbeit aufgestellte These, dass eine Bilanzierung der Wärmeströme und der daraus resultierenden Leistungseinbußen konsequent von der Vorauslegung an durchgeführt werden sollte, führt zu abgeleiteten Anforderungen an ein praktisch einsetzbares Werkzeug: Schon mit wenigen, globalen Daten müssen erste Abschätzungen der Wärmeverluste möglich sein. Ein konsequentes

Einpflegen der im Entwicklungsprozess entstehenden detaillierten Daten soll entwicklungsbegleitend erfolgen können. Die Anwendbarkeit des entwickelten Modells im industriellen Kontext steht hier klar im Vordergrund.

Das entwickelte Modell basiert auf zwei miteinander gekoppelten Gleichungssystemen. Das eine System besteht aus Energiebilanzen zur Bestimmung der Fluidtemperaturen, das andere aus Wärmewiderständen zur Bestimmung der Wärmeströme. Zusätzlich enthält das Modell Gleichungen zur Quantifizierung der Leistungseinbußen an den Rotoren, die als Folge der Wärmeverluste auftreten. Die Anwendung des Wärmeverlustmodells setzt sich aus drei Schritten zusammen: Zuerst wird das Modell an einem Referenzfall kalibriert. Danach wird es durch eine Skalierung der Wärmewiderstände auf den Auslegungsfall übertragen. Die Skalierung basiert hauptsächlich auf Reynoldszahlen und kann mit vertretbarem Aufwand schon in der frühen Vorauslegung durchgeführt werden. Danach werden in einem „Detaillierung“ genannten Schritt die über den Entwicklungszeitraum erhältlichen Berechnungsergebnisse eingepflegt, um die Vorhersagegenauigkeit sukzessive zu erhöhen.

Die notwendige Verifizierung der Teilaspekte der entwickelten Modellierung stellt einen wichtigen Punkt der Arbeit dar. Die kritische Frage, inwieweit Wärmewiderstände bzw. Nußeltzahlen durch einfache Skalierungsvorschriften vom Referenzfall auf den Auslegungsfall übertragen werden können, wurde in Kapitel 4 behandelt. Die Untersuchungen sollen das gesamte Spektrum der in der Hochdruckturbine auftretenden Strömungen abdecken. Das Kapitel zeigt den Forschungsstand und die Skalierungsmöglichkeiten oder auch -grenzen zu jedem der identifizierten Strömungstypen auf. Dies kann neben der Modellentwicklung als zweiter Schwerpunkt der Arbeit gelten. Die Gleichung zur Bestimmung der Leistungseinbußen am Rotor wurde mittels CFD-Rechnungen verifiziert. Die Anwendbarkeit im gekoppelten Kontext wurde mittels zweier CHT-Berechnungen eines Stators mit Nebenströmen belegt.

Die Relevanz der Wärmeverlustmodellierung wurde untersucht, indem das Modell auf das Ergebnis einer exemplarischen aerodynamischen Optimierung aus der Vorauslegung angewendet wurde. Die diesbezüglichen Daten wurden von Rolls-Royce zur Verfügung gestellt. Das Anwendungsbeispiel bestätigt, dass aerodynamische Veränderungen durch die resultierenden Änderungen der Wärmeverluste kompensiert werden können und belegt dadurch die These, dass eine frühe Bilanzierung der Wärmeverluste in der Auslegung sinnvoll ist.

Die einzelnen verwendeten Ansätze zur Skalierung und Detaillierung sind in Forschung und Anwendung nicht neu. Teilweise entstammen sie aus der täglichen Praxis eines Entwicklungsingenieurs. Die Innovation liegt bei dieser Arbeit in der

Entwicklung des Gesamtansatzes, aus dem eine einsatzfähige Abschätzungs- und Bilanzierungsmethode hervorgeht. Hierbei spielt neben der Verifizierung die strikte Definition des Arbeitsablaufs die wichtigste Rolle, da nur so eine vom anwendenden Ingenieur weitgehend unabhängige Abschätzung der Verluste durchgeführt werden kann.

8.2 Ausblick

Mögliche folgende Schritte, die auf dem entwickelten Modell aufbauen, lassen sich in zwei Bereiche einteilen. Zum einen sollte das Modell in der Triebwerksentwicklung verwendet werden, um zu einem frühestmöglichen Zeitpunkt Wärmeverluste berücksichtigen zu können. Zum anderen bietet das Projekt auch eine Grundlage für weitere Forschungsaktivitäten.

8.2.1 Integration des Wärmeverlustmodells im industriellen Kontext

Der einfachste Schritt zu einer industriellen Anwendung wäre die Verwendung des Wärmeverlustmodells in der Vorauslegung. Wie Kapitel 7 zeigt, ist dies bereits möglich und technisch einfach zu realisieren. So stünde zumindest für Designvarianten, die aerodynamisch ähnlich gute Wirkungsgrade haben, mit dem geschätzten Einfluss der Wärmeverluste ein weiteres Kriterium zur Entscheidung zur Verfügung.

Eine weitere Anwendungsmöglichkeit ist die Verwendung als Randbedingung für CFD-Rechnungen. Mangels Alternativen werden bei der Auslegung nahezu alle aerodynamischen Rechnungen unter Annahme adiabater Endwände durchgeführt. Dies führt zu Abweichungen bei den resultierenden Temperaturfeldern, die theoretisch auch auf die anderen Strömungsgrößen Einfluss nehmen können. Für eine Schaufelpassage kann das Wärmewiderstandsnetzwerk der umliegenden Kavitäten in eine thermale Randbedingung gemischten Typs umgewandelt und für CFD-Rechnungen verwendet werden. Auch heute werden gelegentlich schon gemischte Randbedingungen für CFD-Rechnungen verwendet, nur obliegt deren Definition im Normalfall dem Ingenieur, der die CFD-Rechnung durchführt. Eine Integration des Wärmeverlustmodells in den Standard-Auslegungsprozess würde hingegen darauf hinauslaufen, dass diesem Ingenieur die benötigten Daten aus dem Wärmeverlustmodell direkt zur Verfügung stünden, wobei die Modellierung der Festkörper- und Sekundärluftbereiche von den jeweiligen Fachabteilungen durchgeführt würde.

Die Überlegung des vorherigen Absatzes führt zu einem Vorteil des entwickelten Wärmeverlustmodells im Vergleich zu komplexeren Modellierungen. Würde man

bei der dreidimensionalen aerodynamischen Auslegung des Heißgasstroms dazu übergehen, die umliegenden Wände und Kavitäten über ein CHT-Modell mit einzubeziehen, entstünden dadurch zwangsweise Doppelstrukturen in der Modellierung. Denn selbst wenn die Möglichkeiten der verfügbaren CHT-Solver immer weiter wachsen, könnte man mittelfristig nicht auf die existierenden Thermalmodelle verzichten. Der Ansatz über Wärmewiderstände bietet den Vorteil, dass diese einfach unabhängig voneinander von den jeweiligen Fachabteilungen zur Verfügung gestellt werden können. Dadurch werden die Schnittstellen zwischen den Abteilungen gering gehalten.

Alternativ zur Übernahme der die Turbine umgebenden Geometrie in ein CHT-Modell könnte auch eine externe Kopplung der aerodynamischen Modelle des Heißgasstroms mit den existierenden Thermalmodellen vorgenommen werden. Dies hätte den Vorteil, dass die Modellierungskompetenzen weiter in den jeweiligen Fachabteilungen blieben. Auch hier wird jedoch die zeitliche Verfügbarkeit der Daten missachtet. Die Verwendbarkeit des entwickelten Wärmeverlustmodells in der Vorauslegung wird durch eine stark vereinfachte Modellierung erreicht. Eine andere Möglichkeit wäre, die komplexe aerothermale Modellierung beizubehalten und Methoden zu entwickeln, durch die die in der Vorauslegung fehlenden Detailinformationen zu Bauteilen und dem Sekundärluftsystem automatisch generiert werden. So könnten aus aerodynamischen Daten des Heißgasstroms automatisch prototypenhafte Bauteilgeometrien und Sekundärluftsysteme abgeleitet werden, auf deren Basis gekoppelte aerothermale Berechnungen mit hohem Detaillierungsgrad durchgeführt werden könnten. Dieser Ansatz ist wesentlich komplexer, hat aber dafür ein weit höheres Potential. Denn die automatisch generierten Auslegungen könnten auch als Basis für weitere Modelle, zum Beispiel für Kostenberechnungen, verwendet werden. Sie stellen einen entscheidenden Schritt in Richtung gesamtheitlicher Triebwerksmodellierung dar.

Ein ungelöstes Problem bei der Einführung des Wärmeverlustmodells ist, dass bei der aerodynamischen Auslegung für viele technische Merkmale der Hochdruckturbinen (z. B. Deckbandvarianten oder konturierte Endwände) Verlustkorrelationen existieren, die aus Messungen an heißen Komponenten abgeleitet wurden. In heißen Versuchsaufbauten, wie etwa Kerntriebwerktests, treten zwangsweise Wärmeverluste auf. Die Effekte dieser Wärmeverluste stecken demnach auch in den abgeleiteten Korrelationen, auch wenn diese sie nicht explizit behandeln. Eine Korrektur der Korrelationen wäre aufwendig, wenn nicht sogar unmöglich. Dies ist vor allem vor dem Hintergrund zu sehen, dass die Korrelationen teilweise seit Jahrzehnten mit Erfolg angewendet werden. Ihre Ergebnisse dienen des Weiteren als Grundlage für Vertragsabschlüsse, bei denen Verbrauchskennwerte des zu entwickelnden Trieb-

werks vom Hersteller garantiert werden müssen. Eine Korrektur der bewährten Methoden ist daher nur mit äußerster Vorsicht durchzuführen.

8.2.2 Ansatzpunkte für Folgeprojekte

Als Schwachstelle des Modells wurde die Abschätzung der Nußeltzahlen im Sekundärluftsystem identifiziert. Wegen ihrer großen Verschiedenheit existieren abgesehen von stark idealisierten Geometrien kaum Untersuchungen, die zu allgemein verwendbaren Aussagen führen. Andererseits zeigt sich in den letzten Jahren die Tendenz, die an den Hauptstrom angrenzenden Bereiche der Sekundärluft mit steigendem Maß in CFD-Berechnungen des Hauptstroms zu integrieren. Es liegt daher nahe, die neuen Erkenntnisse in das Modell einfließen zu lassen. Dazu zählt neben der Abschätzung der Nußeltzahlen auch die Modellierung des Sekundärlufteinflusses auf Wände im Hauptstrom. Über die Filmkühleffektivität steht mit Gleichung 3.16 hierzu für das Modell die geeignete Stellschraube zur Verfügung. Für Haupt- und Nebenströme gilt, dass der entwickelte Skalierungsansatz an einer Vielzahl von Fällen weiter überprüft werden sollte.

Die Anwendung von CFD- und CHT-Modellen im Rahmen dieser Arbeit zeigte zusätzlich auf, dass auch hier zur Abschätzung von Wärmeströmen im industriellen Kontext noch weiterer Entwicklungsbedarf besteht. Neben den vielfach zitierten Unzulänglichkeiten der Turbulenzmodellierung stehen der Anwendung aus Sicht des Autors hier zwei wichtigere Aspekte im Weg:

1. Eine CHT-Modellierung der Turbine einschließlich des Sekundärluftsystems erfordert die Berechnung von stark unterschiedlichen Strömungen: Der Heißgasstrom verhält sich kompressibel und wird von einem starken Druckgradienten getrieben. Die Nebenströme sind wegen der niedrigeren Machzahlen inkompressibel. Schon diese Mischung führt zu numerischen Problemen. Zusätzlich sind die Nebenströme mangels starker Hauptströmung sehr stark durch Wirbel dominiert. Die Strömung in Kavitäten mit keinem oder einem sehr geringen Massenstrom ist zudem durch natürliche Konvektion getrieben, die sich unabhängig von der Schaufelzahl über den gesamten Umfang erstreckt.
2. Die unterschiedlichen Schaufelzahlen in den Schaufelreihen der Turbine werden bei stationären CFD-Berechnungen mittels Mischungsebenen modelliert. Im Normalfall wechseln sich stehende und rotierende Schaufelreihen ab, was diesen Ansatz mit Einschränkungen rechtfertigt. Die Periodizitäten

im Sekundärluftsystem hängen jedoch nicht zwangsweise von denen des Hauptstroms ab, was die Komplexität der Modellierung erheblich steigert. Noch schwieriger verhält es sich mit Festkörpern. Die verfügbaren CHT-Löser bieten keine Möglichkeit zur Modellierung von Mischungsebenen an oder zwischen ihnen. Ein Beispiel ist die CHT-Modellierung des Gehäusesegments über einer Rotorschaukel. Die oft verwendete Modellierung im Relativsystem ist für CHT-Modelle schlichtweg falsch, da sich so Wand und Rotor stets in derselben Position zueinander befinden.

Vor einer gesamtheitlichen CHT-Modellierung der Turbine ist es also notwendig, effektive Möglichkeiten der simultanen Berechnung von Niedermachzahl- und Hochmachzahl-Strömungen sowie einen allgemeineren Ansatz für Mischungsebenen zu finden.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Aufteilung der Betriebskosten	2
1.2	Schnitt der Hochdruckturbine mit Luftsystem eines modernen Triebwerks aus The Jet Engine (2005)	4
1.3	Externer und interner Wärmeübergang am Beispiel einer Turbinenschaufel (Abb. Schaufel aus The Jet Engine, 2005)	7
2.1	Darstellung des Turbinenentspannungsprozesses im h - s -Diagramm . .	34
3.1	Schematische Skizze eines vierseitigen finiten Volumens	37
3.2	Strömungsnetzwerk aufeinanderfolgender Kavitäten	38
3.3	Schematische Darstellung des Rotormodells	42
3.4	Turbinenprozess mit Wärmeverlusten im $\dot{H}\dot{S}$ -Diagramm	45
3.5	Anwendungsstrategie zur Erstellung eines Wärmeverlustmodells . .	47
4.1	Schematische Darstellung der Verifizierung	56
4.2	Längs angeströmte ebene Platte	57
4.3	Wandreibungsbeiwert des ERCOFTAC T3A Testfalls	58
4.4	Wandreibungsbeiwert des Ringkanals	60
4.5	Lokale Nußeltzahl der ebenen Platte bei laminarer und turbulenter Strömung	61
4.6	Globale Nußeltzahl im Ringkanal bei laminarer und turbulenter Strömung	63
4.7	Vergleich verschiedener Turbulenzmodelle bei der VKI-Kaskade . . .	65
4.8	Lokale Skalierung der Nußeltzahl bei der VKI Kaskade (voll-turbulent)	66
4.9	Lokale Skalierung der Nußeltzahl bei der VKI Kaskade (transitional)	67
4.10	Globale Skalierung der Nußeltzahl bei der VKI Kaskade	68
4.11	Nußeltzahl auf der Endwand der VKI-Kaskade (laminar, voll-turbulent)	71
4.12	Nußeltzahl auf der Endwand der VKI-Kaskade (transitional, normiert)	72
4.13	Axialer Verlauf der Nußeltzahl bei der VKI-Kaskade	73
4.14	Skalierte Endwand-Nußeltzahlen im Vergleich zu Messungen von Kang et al. (1999)	73
4.15	Endwand-Nußeltzahl in Abhängigkeit von der Schaufelzahl	76

4.16 Endwand-Nußeltzahl in Abhängigkeit von der Schaufelhöhe	77
4.17 Nußeltzahl bei gleichzeitiger Variation von Schaufelzahl und -höhe .	78
4.18 Axiale Skalierung des Statorprofils	79
4.19 Nußeltzahl an den Endwänden bei axialer Skalierung des Profils . .	80
4.20 Rechnernetz und Auswertebereich der lokalen Filmkühleffektivität der Zyklonkühlungskaskade	81
4.21 Gemessene und berechnete mittlere Filmkühleffektivität der Zyklon- kühlungskaskade	82
4.22 Nußeltzahl der Zyklonkühlungskaskade bei verschiedenen Ausblase- raten	83
4.23 Versuchsaufbau von Childs et al. (1992)	85
4.24 Nußeltzahlen an Rotorendwänden in Abhängigkeit von der Drehzahl	86
4.25 Nußeltzahlen an Rotorendwänden in Abhängigkeit vom Massenstrom	88
4.26 Schematische Darstellung der Schaufelspitzenströmung	88
4.27 Relative Machzahl auf Spalthöhe aus zwei CFD-Berechnungen . . .	89
4.28 Beispiel für Kavitäten im Bereich des Turbinengehäuses	91
4.29 CFD-Modell einer typischen Nabenkavität	92
4.30 Nußeltzahlen der untersuchten Nabenkavität in Abhängigkeit vom Massenstrom	93
4.31 Nußeltzahlen von Rotor-Stator Spalten in Abhängigkeit von Spalt- breite und Drehzahl	96
4.32 Nußeltzahlen von durchströmten Rotor-Stator Spalten in Abhängig- keit von Drehzahl und Massenstrom	97
4.33 Rotor-Stator Spalt von Chen et al. (1996)	98
4.34 Tangential- und Radialgeschwindigkeit des Rotor-Stator Spalts, 1/2 .	99
4.35 Tangential- und Radialgeschwindigkeit des Rotor-Stator Spalts, 2/2 .	100
4.36 Lokale Nußeltzahl des Rotor-Stator Spalts in Abhängigkeit vom Mas- senstrom	102
4.37 Massenstromvariation beim Rotor-Stator Spalt, Korrelationen und Skalierung	102
4.38 Ergebnisse der Korrelation von Kapinos (1965)	103
4.39 Drehzahlvariation beim Rotor-Stator Spalt	105
4.40 Nußeltzahlen an der Statorseite des Rotor-Stator Spalts	106
4.41 Verlauf der adiabaten Wandtemperatur im Rotor-Stator Spalt	107
4.42 Massenstromvariation (links) und Drehzahlvariation (rechts) für eine realistische Rotor-Stator Kavität, Wandtemperaturverhältnis	109
4.43 Massenstromvariation (links) und Drehzahlvariation (rechts) für eine realistische Rotor-Stator Kavität, Wandtemperaturverhältnis	109

4.44	Massenstromvariation (links) und Drehzahlvariation (rechts) für eine realistische Rotor-Stator Kavität, Wandtemperaturverhältnis	110
4.45	Massenstromvariation (links) und Drehzahlvariation (rechts) für eine realistische Rotor-Stator Kavität, Wandtemperaturverhältnis	111
4.46	Nußeltzahlen und Skalierungsfehler für gerippte Kanäle	113
5.1	Berechnete und abgeschätzte Austrittstemperatur bzw. Rotorleistung bei Variation der Heißgastemperatur am Eintritt	117
5.2	Berechnete und abgeschätzte Austrittstemperatur bzw. Rotorleistung bei Variation der Sekundärlufttemperatur	119
5.3	Berechnete und abgeschätzte Austrittstemperatur bzw. Rotorleistung bei Variation der Endwandtemperatur	120
5.4	Axiale Entwicklung der adiabaten Fluidtemperatur und der Wärmeverluste bei verschiedenen Wandtemperaturen	121
5.5	Darstellung der CFD-Ergebnisse für verschiedene Wandtemperaturen im hs -Diagramm	122
6.1	Meridianschnitt des Stators (Referenzfall und Neuentwicklung) . . .	124
6.2	Isentrope Machzahl, Wandtemperatur und Nußeltzahl der MARK-II Kaskade	126
6.3	Aufbau des verwendeten CHT-Statormodells	127
6.4	Temperaturverteilung des ersten CHT-Modells	129
6.5	Aufteilung der Festkörper in 1D Widerstände	130
6.6	Anteil der Grenzschicht- und Festkörperwiderstände am Gesamtwiderstand	131
6.7	Abschätzungsfehler der Widerstände und Wärmeströme	132
7.1	Geometrievvariation des Optimierers	134
7.2	Aufbau des Wärmeverlustmodells ohne Nebenströme	135
7.3	Leistungsabnahme in beiden Stufen infolge der Wärmeverluste beim Auslegungsfall	136
7.4	Wärmeverlust je Schaufelreihe der Geometrievarianten	137
7.5	Leistungsänderung der Turbine infolge von Wärmeverlusten	138
7.6	Leistungsänderung durch die Geometrievvariation in Abhängigkeit von den Wärmeverlusten	139
7.7	Aufbau des Wärmeverlustmodells mit Nebenströmen	140
7.8	Leistungsänderung der Hochdruckturbine mit modellierter Sekundärluft	142

7.9 Änderung der Eintrittstemperatur in die Niederdruckturbine mit und
ohne Modellierung der Sekundärluft 142

Tabellenverzeichnis

2.1	Komponenten des Navier-Stokes Gleichungssystems	25
2.2	Verwendete Idealgaseigenschaften	25
3.1	Nußeltkorrelationen für turbulente Strömungen in Turbomaschinen .	52
4.1	Modelldaten des Ringkanals	59
4.2	Typische Kenngrößen für Rotor-Stator Kavitäten in Hochdruckturbinen	97
6.1	Abschätzungsfehler der Wärmeverluste des Hauptstroms	131

Literaturverzeichnis

- Abu-Ghannam, B. J. & Shaw, R., *Natural transition of boundary layers – the effects of turbulence, pressure gradient, and flow history*, Journal of Mechanical Engineering Science, Bd. 22(5), SS. 213–228 (1980).
- Amaral, S., Verstraete, T., den Braembussche, R. V. & Arts, T., *Design and Optimization of the Internal Cooling Channels of a High Pressure Turbine Blade – Part I: Methodology*, Journal of Turbomachinery, Bd. 132(2), S. 021013 (2010).
- Ameri, A. A. & Bunker, R. S., *Heat Transfer and Flow on the First-Stage Blade Tip of a Power Generation Gas Turbine: Part 2 — Simulation Results*, Journal of Turbomachinery, Bd. 122, SS. 272–277 (2000).
- Ameri, A. A., Steinthorsson, E. & Rigby, D. L., *Effect of Squealer Tip on Rotor Heat Transfer and Efficiency*, Journal of Turbomachinery, Bd. 120, SS. 753–759 (1998).
- Anderson, J. T. & Saunders, O. A., *Convection from an Isolated Heated Horizontal Cylinder Rotating about Its Axis*, Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, Bd. 217(1131), SS. 555–562 (1953).
- Arts, T. & Lambert de Rouvroit, M., *Aero-thermal performance of a two-dimensional highly loaded transonic turbine nozzle guide vane : a test case for inviscid and viscous flow computations*, Journal of Turbomachinery, Bd. 114(1), SS. 147–154 (1992).
- Atkins, N. R. & Ainsworth, R. W., *Turbine Aerodynamic Performance Measurement Under Non-Adiabatic Conditions*, ASME Conference Proceedings GT2007-27143 (2007).
- Baehr, H. D., *Thermodynamik*, Springer-Verlag, Berlin (1962).
- Bailey, J. C. & Bunker, R., *Heat Transfer and Friction in Channels with Very High Blockage 45 deg. Staggered Turbulators*, ASME Conference Proceedings GT2003-38611 (2003).
- Baldwin, B. S. & Lomax, H., *Thin Layer Approximation and Algebraic Model for Separated Turbulent Flows*, AIAA Paper 78-257 (1978).

-
- Bohn, D. & Krewinkel, R., *Conjugate Calculation of Effusion Cooling with Realistic Cooling Hole Geometries*, ASME Conference Proceedings GT2009-59082 (2009).
- Bohn, D., Ren, J. & Kusterer, K., *Conjugate Heat Transfer Analysis for Film Cooling Configurations With Different Hole Geometries*, ASME Conference Proceedings GT2003-38369 (2003).
- Bräunling, W. J. G., *Flugzeugtriebwerke*, Springer-Verlag, Berlin, 3 Aufl. (2009).
- Bunker, R., *A Review of Turbine Blade Tip Heat Transfer*, Annals of the New York Academy of Sciences, Bd. 934(1), SS. 64–79 (2001).
- Bunker, R. S., *A Review of Shaped Hole Turbine Film-Cooling Technology*, Journal of Heat Transfer, Bd. 127, SS. 441–453 (2005).
- Bunker, R. S., *Gas Turbine Heat Transfer: Ten Remaining Hot Gas Path Challenges*, Journal of Turbomachinery, Bd. 129, SS. 193–201 (2007).
- Bunker, R. S., Bailey, J. C. & Ameri, A. A., *Heat Transfer and Flow on the First-Stage Blade Tip of a Power Generation Gas Turbine: Part 1 — Experimental Results*, Journal of Turbomachinery, Bd. 122, SS. 263–271 (2000).
- von Böckh, P., *Wärmeübertragung – Grundlagen und Praxis*, Springer-Verlag, Berlin, 2 Aufl. (2006).
- Chaquet, J. M., Corral, R., Pastor, G., Pueblas, J. & Coren, D. D., *Validation of a Coupled Fluid/Solid Heat Transfer Method*, ASME Conference Proceedings GT2011-45951 (2011).
- Chen, J.-X., Gan, X. & Owen, J. M., *Heat Transfer in an Air-Cooled Rotor–Stator System*, Journal of Turbomachinery, Bd. 118(3), SS. 444–451 (1996).
- Chew, J. W., *Development of a computer program for the prediction of flow in a rotating cavity*, International Journal for Numerical Methods in Fluids, Bd. 4(7), SS. 667–683 (1984).
- Chew, J. W. & Hills, N. J., *Computational Fluid Dynamics for Turbomachinery Internal Air Systems*, Philosophical Transactions of the Royal Society A: Mathematical, Physical and Engineering Sciences, Bd. 365(1859), SS. 2587–2611 (2007).

-
- Chiesa, P. & Macchi, E., *A Thermodynamic Analysis of Different Options to Break 60% Electric Efficiency in Combined Cycle Power Plants*, ASME Conference Proceedings GT2002-30663 (2002).
- Childs, P. R. N., Turner, A. B., Vaughan, C. M., Rayner, D. & Bayley, F. J., *Heat Transfer to a Rotating Drum in an Annulus With a Stator Blade Row and Axial Throughflow*, ASME Conference Proceedings 92-GT-249 (1992).
- Choi, Y. H. & Merkle, C. L., *The Application of Preconditioning in Viscous Flows*, Journal of Computational Physics, Bd. 105(2), SS. 207 – 223 (1993).
- Chorin, A. J., *The numerical solution of the Navier-Stokes equations for incompressible fluid*, Tech. B., AEC Research and Development Report NYO-1480-82, New York University (1967).
- Chorin, A. J., *Numerical Solution of the Navier-Stokes Equations*, Mathematics of Computation, Bd. 22(104), SS. 754–762 (1968).
- Constantinescu, V. N., Danaila, S. & Sa'eid, N. H., *A new $\bar{t}^2 - \epsilon_t$ turbulence modell for predicting heat transfer in boundary layer flow*, Académie Roumaine, Mécanique Appliquée, Bd. 1 (1998).
- Contreras, J., Corral, R. & Pastor, G., *Turbomachinery Thermal Analysis Using Coupled Two- and Three Dimensional Models and Reduced Order Fluid Models*, ASME Conference Proceedings GT2011-45998 (2011).
- Cumpsty, N. A. & Horlock, J. H., *Averaging Nonuniform Flow for a Purpose*, Journal of Turbomachinery, Bd. 128(1), SS. 120–129 (2006).
- Dees, J. E., Bogard, D. G., Ledezma, G. A. & Laskowski, G. M., *Overall and Adiabatic Effectiveness Values on a Scaled Up, Simulated Gas Turbine Vane: Part I—Experimental Measurements*, ASME Conference Proceedings GT46612 (2011).
- Dénos, R., *Investigation of the Aerodynamic and Heat Transfer Aspects of the Unsteady Flow Through the Rotor of a Transonic Turbine*, Dissertation, Université de Poitiers (1996).
- Denton, J. D., *Loss Mechanisms in Turbomachines*, Journal of Turbomachinery, Bd. 115(4), SS. 621–656 (1993).

-
- Dittus, F. W. & Boelter, L. M. K., *Heat transfer in automobile radiators of the turbular type*, University of California Publications in Engineering, Bd. 2, SS. 443–461 (1930).
- Dixon, J. A., Verdicchio, J. A., Benito, D., Karl, A. & Tham, K. M., *Recent developments in gas turbine component temperature prediction methods, using computational fluid dynamics and optimization tools, in conjunction with more conventional finite element analysis techniques*, Proceedings of the IMechE, Journal of Power and Energy, Bd. 218, SS. 241–255 (2004).
- Dorfman, L. A., *Hydrodynamic resistance and the heat loss of rotating solids*, Oliver & Boyd, Edinburgh (1963).
- Dunn, M. G., *Convective Heat Transfer and Aerodynamics an Axial Flow Turbines*, Journal of Turbomachinery, Bd. 123, SS. 637–686 (2001).
- Durbin, P. A., *Near-wall turbulence closure modeling without “damping functions*, Theoretical and Computational Fluid Dynamics, Bd. 3, SS. 1–13 (1991).
- El-Masri, M. A., *On Thermodynamics of Gas-Turbine Cycles: Part 1 — Second Law Analysis of Combined Cycles*, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Bd. 107(4), SS. 880–889 (1985).
- El-Masri, M. A., *On Thermodynamics of Gas-Turbine Cycles: Part 2 — A Model for Expansion in Cooled Turbines*, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Bd. 108(1), SS. 151–159 (1986a).
- El-Masri, M. A., *On Thermodynamics of Gas-Turbine Cycles: Part 3 — Thermodynamic Potential and Limitations of Cooled Reheat-Gas-Turbine Combined Cycles*, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Bd. 108(1), SS. 160–168 (1986b).
- Facchini, B., Bianchini, C. & Mangani, L., *Conjugate heat transfer analysis of an internally cooled turbine blades with an object oriented CFD code*, ETC Conference Proceedings (2009).
- Giles, M. B., *Stability Analysis of Numerical Interface Conditions in Fluid-Structure Thermal Analysis*, International Journal for Numerical Methods in Fluids, Bd. 25, SS. 421–436 (1997).
- Gourdain, N., Gicquel, L. Y., Fransen, R., Collado, E. & Arts, T., *Application of RANS and LES to the Prediction of Flows in High Pressure Turbines Components*, ASME Conference Proceedings GT2011-46518 (2011).

-
- Granovskiy, A., Kostege, M., Krupa, V. & Rudenko, S., *Influence of Various Casing Design over a Blade on a Stage Efficiency*, ISABE paper 2007-1343 (2007).
- Graziani, R. A., Blair, M. F., Taylor, J. R. & Mayle, R. E., *An Experimental Study of Endwall and Airfoil Surface Heat Transfer in a Large Scale Turbine Blade Cascade*, Journal of Engineering for Power, Bd. 102, SS. 257–267 (1980).
- Hakimi, N., *Preconditioning methods for time dependent Navier–Stokes equations*, Dissertation, Vrije Universiteit Brussels, Belgien (1997).
- Harrison, G. F., *The Influence of New Materials and Manufacturing Processes on the Design of Future Aero Engines*, European Propulsion Forum, veröffentlicht über Royal Aeronautical Society, London (1993).
- Harrison, K. L. & Bogard, D. G., *Use of the Adiabatic Wall Temperature in Film Cooling to Predict Wall Heat Flux and Temperature*, ASME Conference Proceedings GT2008-51424 (2008).
- Harvey, N. W., Newman, D. A., Haselbach, F. & Willer, L., *An Investigation Into a Novel Turbine Rotor Winglet: Part I — Design and Model Rig Test Results*, ASME Conference Proceedings GT2006-90456, SS. 585–596 (2006).
- Haynes, C. M. & Owen, J. M., *Heat Transfer From a Shrouded Disk System With a Radial Outflow of Coolant*, Journal of Engineering for Power, Bd. 97(1), SS. 28–35 (1975).
- He, L. & Oldfield, M. L. G., *Unsteady Conjugate Heat Transfer Modelling*, ASME Conference Proceedings GT2009-59174 (2009).
- Heidmann, J. D., Kassab, A. J., Divo, E. A., Rodriguez, F. & Steinthorsson, E., *Conjugate Heat Transfer Effects on a Realistic Film-Cooled Turbine Vane*, ASME Conference Proceedings 38553 (2003).
- Hermanson, K., Kern, S., Picker, G. & Perneix, S., *Predictions of External Heat Transfer for Turbine Vanes and Blades With Secondary Flowfields*, Journal of Turbomachinery, Bd. 125, SS. 107–113 (2003).
- Heselhaus, A., *Ein hybrides Verfahren zur gekoppelten Berechnung von Heißgasströmung und Materialtemperaturen am Beispiel gekühlter Turbinenschaufeln*, Research Report FB-97-10, German Aerospace Research Establishment (DLR) (1997).

-
- Heselhaus, A., *A Hybrid Coupling Scheme and Stability Analysis for Coupled Fluid/Solid Turbine Blade Temperature Calculations*, ASME Conference Proceedings 98-GT-88 (1998).
- Heyes, F. J. G. & Hodson, H. P., *Measurement and Prediction of Tip Clearance Flow in Linear Turbine Cascades*, Journal of Turbomachinery, Bd. 115(3), SS. 376–382 (1993).
- Hiebel, J. H., *Gleichungssysteme für die Nachrechnung von stationären Unter- und Überschallströmungen durch Turbomaschinen bei Berücksichtigung von Strömungsverlusten und Wärmeflüssen*, Forschung im Ingenieurwesen, Bd. 47(2), SS. 62–66 (1981).
- Hirsch, C., *Numerical Computation of Internal & External Flows*, John Wiley & Sons, New York (2007).
- Horlock, J. H., Watson, D. T. & Jones, T. V., *Limitations on Gas Turbine Performance Imposed by Large Turbine Cooling Flows*, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Bd. 123(3), SS. 487–494 (2001).
- Hylton, L. D., Mihelc, M. S., Turner, E. R., Nealy, D. A. & York, R. E., *Analytical and Experimental Evaluation of the Heat Transfer Distribution Over the Surfaces of Turbine Vanes*, Report CR-168015, NASA (1983).
- Illingworth, J., Hills, N. & Barnes, C., *3D fluid-solid heat transfer coupling of an aero-engine preswirl system*, ASME Conference Proceedings 2005-GT-68939 (2005).
- Jackson, D., Ireland, P. & Cheong, B., *Combined Experimental and CFD Study of a HP Blade Multi-Pass Cooling System*, ASME Conference Proceedings GT2009-60070 (2009).
- Jameson, A., *Time dependent calculations using multigrid, with applications to unsteady flows past airfoils and wings*, AIAA paper 91-1596 (1991).
- Javiya, U., Chew, J., Hills, N., Zhou, L., Wilson, M. & Lock, G., *CFD Analysis of Flow and Heat Transfer in a Direct Transfer Pre-Swirl System*, ASME Conference Proceedings GT2010-22964 (2010).
- Kalitzin, G., *Application of the $v^2 - f$ model to aerospace configurations*, in N. A. U. Center for Turbulence Research (Hg.), *Annual Research Briefs*, SS. 289–300 (1999).

-
- Kang, M. B., Kohli, A. & Thole, K. A., *Heat Transfer and Flowfield Measurements in the Leading Edge Region of a Stator Vane Endwall*, Journal of Turbomachinery, Bd. 121(3), SS. 558–568 (1999).
- Kapinos, V. M., *Heat transfer from a disc rotating in a housing with a radial flow of coolant*, Journal of Engineering Physics and Thermophysics, Bd. 8(1), SS. 35–38 (1965).
- Key, N. L. & Arts, T., *Comparison of Turbine Tip Leakage Flow for Flat Tip and Squealer Tip Geometries at High-Speed Conditions*, Journal of Turbomachinery, Bd. 128(2), SS. 213–220 (2006).
- Kraußold, H., *Die Wärmeübertragung an Flüssigkeiten in Rohren bei turbulenter Strömung*, Forschung im Ingenieurwesen, Bd. 4, SS. 39–44 (1933).
- Kusterer, K., Bohn, D., Sugimoto, T. & Tanaka, R., *Conjugate Calculations for a Film-Cooled Blade Under Different Operating Conditions*, ASME Conference Proceedings GT2004-53719 (2004).
- Kusterer, K., Hagedorn, T., Bohn, D., Sugimoto, T. & Tanaka, R., *Improvement of a Film-Cooled Blade by Application of the Conjugate Calculation Technique*, Journal of Turbomachinery, Bd. 128(3), SS. 572–578 (2006).
- Kármán, T. V., *Über laminare und turbulente Reibung*, Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik, Bd. 1(4), SS. 233–252 (1921).
- Lakshminarayana, B., *Fluid Dynamics and Heat Transfer of Turbomachinery*, John Wiley & Sons, New York (1996).
- Langtry, R. B., Menter, F. R., Likki, S. R., Suzen, Y. B., Huang, P. G. & Völker, S., *A Correlation-Based Transition Model Using Local Variables — Part II: Test Cases and Industrial Applications*, Journal of Turbomachinery, Bd. 123, SS. 423–434 (2006).
- Ledezma, G. A., Laskowski, G. M., Dees, J. E. & Bogard, D. G., *Overall and Adiabatic Effectiveness Values on a Scaled Up, Simulated Gas Turbine Vane: Part II—Numerical Simulations*, ASME Conference Proceedings GT2011-46616 (2011).
- Lerch, A., Schiffer, H.-P. & Klaubert, D., *Impact on Adiabatic Film Cooling Effectiveness Using Internal Cyclone Cooling*, ASME Conference Proceedings GT2011-45120 (2011).

-
- Lewis, L. V. & Provins, J. I., *A Non-Coupled CFD-FE Procedure to Evaluate Windage and Heat Transfer in Rotor-Stator Cavities*, ASME Conference Proceedings GT2004-53246 (2004).
- Lewis, P., Wilson, M., Lock, G. & Owen, J. M., *Physical Interpretation of Flow and Heat Transfer in Preswirl Systems*, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Bd. 129(3), SS. 769–777 (2007).
- Li, H. & Kassab, A. J., *A coupled FVM/BEM approach to conjugate heat transfer in turbine blades*, AIAA paper 94-1981 (1994).
- Lin, Y.-L. & Shih, T. I.-P., *Film Cooling of a Cylindrical Leading Edge With Injection Through Rows of Compound-Angle Holes*, Journal of Heat Transfer, Bd. 123(4), SS. 645–654 (2001).
- Luo, J. & Razinsky, E. H., *Conjugate Heat Transfer Analysis of a Cooled Turbine Vane Using the V2F Turbulence Model*, Journal of Turbomachinery, Bd. 129, SS. 773–781 (2007).
- Lynch, S. P., Sundaram, N., Thole, K. A., Kohli, A. & Lehane, C., *Heat Transfer for a Turbine Blade With Non-Axisymmetric Endwall Contouring*, ASME Conference Proceedings GT2009-60185 (2009).
- Mansour, M. L., Hosseini, K. M., Liu, J. S. & Goswami, S., *Assessment of the Impact of Laminar-Turbulent Transition on the Accuracy of Heat Transfer Coefficient Prediction in High Pressure Turbines*, ASME Conference Proceedings GT2006-90273 (2006).
- Mayle, R. E., *The Role of Laminar-Turbulent Transition in Gas Turbine Engines*, Journal of Turbomachinery, Bd. 113, SS. 509–536 (1991).
- Menter, F. R., *Zonal two equation k - ω turbulence models for aerodynamic flows*, AIAA paper 93-2906 (1993).
- Menter, F. R., Langtry, R. B., Likki, S. R., Suzen, Y. B., Huang, P. G. & Völker, S., *A Correlation-Based Transition Model Using Local Variables — Part I: Model Formulation*, Journal of Turbomachinery, Bd. 128, SS. 413–422 (2006).
- Metzger, D. E., Dunn, M. G. & Hah, C., *Turbine Tip and Shroud Heat Transfer*, Journal of Turbomachinery, Bd. 113(3), SS. 502–507 (1991).
- Mirzamoghadam, A. V. & Xiao, Z., *Flow and Heat Transfer in an Industrial Rotor-Stator Rim Sealing Cavity*, ASME Conference Proceedings 2000-GT-285 (2000).

-
- Mischo, B., Behr, T. & Abhari, R. S., *Flow Physics and Profiling of Recessed Blade Tips: Impact on Performance and Heat Load*, ASME Conference Proceedings GT2006-91074 (2006).
- Monico, R. D., *SC01/SC03 Use and application of empirical heat transfer; windage and mass flow correlations*, Technical Report TDR90777, Rolls-Royce plc. (1994).
- Montenay, A., Paté, L. & Duboué, J., *Conjugate Heat Transfer Analysis of an Engine Internal Cavity*, ASME Conference Proceedings 2000-GT-282 (2000).
- Moore, H. & Gregory-Smith, D. G., *Transition Effects on Secondary Flows in a Turbine Cascade*, ASME Conference Proceedings 96-GT-100 (1996).
- Muller, Y., *Secondary Air System Model for Integrated Thermomechanical Analysis of a Jet Engine*, ASME Conference Proceedings GT2008-50078 (2008).
- Nasir, S., Carullo, J. S., Ng, W.-F., Thole, K. A., Wu, H., Zhang, L. J. & Moon, H. K., *Effects of Large Scale High Freestream Turbulence and Exit Reynolds Number on Turbine Vane Heat Transfer in a Transonic Cascade*, Journal of Turbomachinery, Bd. 131 (2009).
- Negulescu, D. A. & Berbente, C., *Methods for coupled fluid/solid heat transfer computation with application on aircraft engine gas turbine components; implementation of the steady state conjugate heat transfer analysis*, Scientific Buletin of P. U. Bucharest, Series D (2002).
- Numea Fine Turbo Theoretical Manual, Version 8.9 (2011).
- Oestereich, B., *Objektorientierte Softwareentwicklung*, Oldenbourg Verlag, München (2001).
- Okita, Y., *Transient Thermal and Flow Field in a Turbine Disk Rotor-Stator System*, ASME Conference Proceedings GT2006-90033 (2006).
- Okita, Y. & Yamawaki, S., *Conjugate Heat Transfer Analysis of Turbine Rotor-Stator System*, ASME Conference Proceedings GT2002-30615 (2002).
- Ostaneck, J. K. & Thole, K. A., *Flowfield Measurements in a Single Row of Low Aspect Ratio Pin-Fins*, ASME Conference Proceedings GT2011-45757 (2011).

-
- Owen, J. M., Haynes, C. M. & Bayley, F. J., *Heat Transfer from an Air-Cooled Rotating Disk*, Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Mathematical and Physical Sciences, Bd. 336(1607), SS. 453–473 (1974).
- Pecnik, R., Pieringer, P. & Sanz, W., *Numerical Investigation of the Secondary Flow of a Transonic Turbine Stage Using Various Turbulence Closures*, ASME Conference Proceedings GT2005-68754 (2005).
- Pecnik, R., Sanz, W., Gehrler, A. & Woisetschlager, J., *Transition Modeling Using Two Different Intermittency Transport Equations*, Flow, Turbulence and Combustion, Bd. 70, SS. 299–323 (2003).
- Petukov, B. & Popov, V. N., *Theoretical Calculation of Heat Exchange and Frictional Resistance in Turbulent Flow in Tubes of an Incompressible Fluid with Variable Physical Properties*. High Temperature, Bd. 1 (1963).
- Pohlhausen, E., *Der Wärmeaustausch zwischen festen Körpern und Flüssigkeiten mit kleiner Reibung und kleiner Wärmeleitung*, Zeitschrift für Angewandte Mathematik und Mechanik, Bd. 1(2), SS. 115–121 (1921).
- Poncet, S. & Schiestel, R., *Numerical modeling of heat transfer and fluid flow in rotor-stator cavities with throughflow*, International Journal of Heat and Mass Transfer, Bd. 50(7-8), SS. 1528–1544 (2007).
- Pope, S. B., *Turbulent Flows*, Cambridge University Press (2000).
- Povey, T., Chana, K. S., Jones, T. V. & Hurrion, J., *The Effect of Hot-Streaks on HP Vane Surface and Endwall Heat Transfer: an Experimental and Numerical Study*, Journal of Turbomachinery, Bd. 129, SS. 32–43 (2007).
- Raguenet, S. & Laroche, E., *Une méthode caractérisant l'influence réciproque entre parois: application aux échanges thermiques dans une cavité rotor-stator*, International Journal of Heat and Mass Transfer, Bd. 43(24), SS. 4433–4445 (2000).
- Rahman, F., Visser, J. A. & Morris, R. M., *Capturing Sudden Increase in Heat Transfer on the Suction Side of a Turbine Blade Using a Navier–Stokes Solver*, Journal of Turbomachinery, Bd. 127, SS. 552–556 (2005).
- Rallabandi, A. P., Alkhamis, N. & Han, J.-C., *Heat Transfer and Pressure Drop Measurements for a Square Channel With 45 deg Round-Edged Ribs at High Reynolds Numbers*, Journal of Turbomachinery, Bd. 133(3), S. 031019 (2011).

-
- Rallabandi, A. P., Yang, H. & Han, J.-C., *Heat Transfer and Pressure Drop Correlations for Square Channels With 45 Deg Ribs at High Reynolds Numbers*, Journal of Heat Transfer, Bd. 131(7), S. 071703 (2009).
- Rant, Z., *Exergie, ein neues Wort für technische Arbeitsfähigkeit*, Forschung auf dem Gebiet des Ingenieurwesens, Bd. 22 (1956).
- Rigby, D. L. & Lepicovsky, J., *Conjugate Heat Transfer Analysis of Internally Cooled Configurations*, ASME Conference Proceedings 2001-GT-0405 (2001).
- Rossow, C.-C., *Efficient computation of compressible and incompressible flows*, Journal of Computational Physics, Bd. 220(2), SS. 879 – 899 (2007).
- Roy, R. P., Xu, G. & Feng, J., *A Study of Convective Heat Transfer in a Model Rotor-Stator Disk Cavity*, Journal of Turbomachinery, Bd. 123(3), SS. 621–632 (2001).
- Roychoudhary, S. & Jlidi, B., *Coupled Secondary air system – Heat Transfer- Structural analysis of a jet engine sealing application*, ISABE paper 2005-1079 (2005).
- Rupp, O., *Instandhaltungskosten bei zivilen Strahltriebwerken*, Deutscher Luft- und Raumfahrtkongress DGLR-2001-008 (2001).
- Saha, A. K. & Acharya, S., *Computations of Turbulent Flow and Heat Transfer through a Three-Dimensional Non-Axisymmetric Blade Passage*, ASME Conference Proceedings GT2006-90390 (2006).
- Saunders, K., Alizadeh, S., Lewis, L. V. & Provins, J., *The Use of CFD to Generate Heat Transfer Boundary Conditions for a Rotor-Stator Cavity in a Compressor Drum Thermal Model*, ASME Conference Proceedings GT2007-28333 (2007).
- Sauter, S. & Schwab, C., *Randelementmethoden: Analyse, Numerik und Implementierung schneller Algorithmen*, Teubner Verlag, Wiesbaden (2004).
- Savill, A. M., *Evaluating turbulence model predictions of transition*, Applied Scientific Research, Bd. 51(1), SS. 555–562 (1993).
- Schatz, M., *Numerische Simulation der Beeinflussung instationärer Strömungsablösung durch frei bewegliche Rückstromklappen auf Tragflügeln*, Dissertation, Technische Universität Berlin (2003).

-
- Schiestel, R., Elena, L. & Rezoug, T., *Numerical Modeling of Turbulent Flow and Heat Transfer in Rotating Cavities*, Numerical Heat Transfer, Part A: Applications, Bd. 24(1), SS. 45–65 (1993).
- Schlichting, H., *Grenzschicht-Theorie*, Verlag G. Braun, Karlsruhe (1982).
- Schäfer, M., *Computational Engineering - Introduction to Numerical Methods*, Springer-Verlag (2006).
- Shevchuk, I. V., *Effect of the Wall Temperature on Laminar Heat Transfer in a Rotating Disk: An Approximate Analytical Solution*, High Temperature, Bd. 39, SS. 637–640 (2001).
- Sieder, E. N. & Tate, G. E., *Industrial Engineering Chemistry*, ATE Foster Wheeler Corporation, New York (1936).
- Simoneau, R. J. & Simon, F. F., *Progress towards Understanding and Predicting Convection Heat Transfer in the Turbine Gas Path*, in M. Goldstein, Leontiev (Hg.), *Heat Transfer in Turbomachinery* (1992).
- Sipatov, A., Gomzikov, L., Latyshev, V. & Gladysheva, N., *Three Dimensional Heat Transfer Analysis of High Pressure Turbine Blade*, ASME Conference Proceedings GR2009-59163 (2009).
- Sjolander, S. A. & Cao, D., *Measurements of the Flow in an Idealized Turbine Tip Gap*, Journal of Turbomachinery, Bd. 117, SS. 578–584 (1995).
- Spalart, P. R. & Allmaras, S. R., *A One-Equation Turbulence Model for Aerodynamic Flows*, AIAA paper 92-0439 (1992).
- Spurk, J. H., *Strömungslehre*, Springer-Verlag, Berlin (1996).
- Starke, C., Janke, E., Hofer, T. & Lengani, D., *Comparison of a Conventional Thermal Analysis of a Turbine Cascade to a Full Conjugate Heat Transfer Computation*, ASME Conference Proceedings GT2008-51151 (2008).
- Starke, C. & Schiffer, H.-P., *Inclusion of an Estimation Method for Heat Losses in the Design Phase of High-Pressure Turbines*, ASME Conference Proceedings GT2011-46310 (2011).
- Steelant, J. & Dick, E., *Modeling of Laminar-Turbulent Transition for High Freestream Turbulence*, Journal of Fluids Engineering, Bd. 123, SS. 22–30 (2001).

Sun, Z., Chew, J. W., Hills, N. J. & Volkov, K. N., *Efficient FEA/CFD Thermal Coupling for Engineering Applications*, ASME Conference Proceedings GT2008-50638 (2008).

Takahashi, T., Watanabe, K. & Takahashi, T., *Thermal Conjugate Analysis of a First Stage Blade in a Gas Turbine*, ASME Conference Proceedings 2000-GT-251 (2000).

Takahashi, T., Watanabe, K. & Takahashi, T., *Transient Analysis of Conjugate Heat Transfer of a First Stage Rotor Blade in Start-up and Shut-down*, ASME Conference Proceedings 2001-GT-0171 (2001).

Tallman, J. A., Haldeman, C. W., Dunn, M. G., Tolpadi, A. K. & Bergholz, R. F., *Heat Transfer Measurements and Predictions for a Modern, High-Pressure, Transonic Turbine, Including Endwalls*, Journal of Turbomachinery, Bd. 131(2), S. 021001 (2009).

Tang, B. M. T., Palafox, P., Gillespie, D. R. H., Oldfield, M. L. G. & Cheong, B. C. Y., *Computational Modelling of Tip Heat Transfer to a Super-Scale Model of an Unshrouded Gas Turbine Blade*, ASME Conference Proceedings GT2008-51212 (2008).

The Jet Engine, Rolls-Royce plc. (2005).

Thorpe, S. J., Yoshino, S., Thomas, G. A., Ainsworth, R. W. & Harvey, N. W., *Blade-tip heat transfer in a transonic turbine*, Proceedings of the IMechE, Journal of Power and Energy, Bd. 219, SS. 421–430 (2005).

VDI-Wärmeatlas, VDI-Verlag, 10. bearbeitete und erweiterte Auflage Aufl. (2006).

Verdicchio, J. A., *The Validation and Coupling of Computational Fluid Dynamics and Finite Element Codes for Solving Industrial Problems*, Dissertation, University of Sussex (2001).

Verstraete, T., Amaral, S., den Braembussche, R. V. & Arts, T., *Design and Optimization of the Internal Cooling Channels of a High Pressure Turbine Blade—Part II: Optimization*, Journal of Turbomachinery, Bd. 132(2), S. 021014 (2010).

Virr, G. P., Chew, J. W. & Coupland, J., *Application of Computational Fluid Dynamics to Turbine Disk Cavities*, Journal of Turbomachinery, Bd. 116(4), SS. 701–708 (1994).

-
- Wheeler, A. P. S., Atkins, N. R. & He, L., *Turbine Blade Tip Heat Transfer in Low Speed and High Speed Flows*, ASME Conference Proceedings GT2009-59404 (2009).
- Wilcock, R., Young, J. & Horlock, J., *Gas Properties as a Limit to Gas Turbine Performance*, ASME Conference Proceedings GT2002-30517 (2002).
- Wilcock, R. C., Young, J. B. & Horlock, J. H., *The Effect of Turbine Blade Cooling on the Cycle Efficiency of Gas Turbine Power Cycles*, Journal of Engineering for Gas Turbines and Power, Bd. 127(1), SS. 109–120 (2005).
- Wilcox, D. C., *Reassessment of the Scale-Determining Equation for Advanced Turbulence Models*, AIAA Journal, Bd. 26(11), SS. 1299–1310 (1988).
- Willenborg, K., Schramm, V., Kim, S. & Wittig, S., *Influence of a honeycomb facing on the heat transfer in a stepped labyrinth seal*, ASME Conference Proceedings 2000-GT-0290 (2000).
- Wilson, M., Pilbrow, R. & Owen, J. M., *Flow and Heat Transfer in a Preswirl Rotor-Stator System*, Journal of Turbomachinery, Bd. 119(2) (1997).
- Winterton, R. H. S., *Where did the Dittus and Boelter equation come from?*, Int. Journal of Heat and Mass Transfer, Bd. 41(4-5), SS. 809–810 (1998).
- Wittig, S., Jacobsen, K., Schelling, U. & Kim, S., *Heat Transfer in Stepped Labyrinth Seals*, ASME Conference Proceedings 87-GT-92 (1987).
- Wu, C., McCusker, K., Vaisman, B. & Paolillo, R., *CFD Analysis Prediction of Heat Transfer Coefficient in Rotating Cavities With Radial Outflow*, ASME Conference Proceedings GT2006-91078 (2006).
- York, W. D. & Leylek, J. H., *Three-Dimensional Conjugate Heat Transfer Simulation of an Internally-Cooled Gas Turbine Vane*, ASME Conference Proceedings GT2003-38551 (2003).
- Young, J. B. & Wilcock, R. C., *Modeling the Air-Cooled Gas Turbine: Part 1 — General Thermodynamics*, Journal of Turbomachinery, Bd. 124(2), SS. 207–213 (2002a).
- Young, J. B. & Wilcock, R. C., *Modeling the Air-Cooled Gas Turbine: Part 2 — Coolant Flows and Losses*, Journal of Turbomachinery, Bd. 124(2), SS. 214–221 (2002b).
- Zecchi, S., Arcangeli, L., Facchini, B. & Coutandin, D., *Features of a Cooling System Simulation Tool Used in Industrial Preliminary Design Stage*, ASME Conference Proceedings GT2004-53547 (2004).

Lebenslauf

Persönliche Angaben

Name	Christoph Starke
Geburtsdatum/-ort	14.12.1979 in Offenbach
Anschrift	Kirchstraße 18, 10557 Berlin
Familienstand	verheiratet, zwei Kinder

Beruflicher Werdegang

seit 11/2012	Ingenieur bei Siemens Energy in Berlin, Abteilung Technologie und Innovation
2008–2011	Wissenschaftlicher Mitarbeiter am Fachgebiet für Gasturbinen, Luft- und Raumfahrtantriebe der TU Darmstadt
2006–2007	Ingenieur bei Rolls-Royce Deutschland, Abteilung Turbinen-aerodynamik und -kühlung

Ausbildung

2005	Diplomarbeit bei Snecma Moteurs, Villaroche/Paris: Entwicklung einer Berechnungsmethode für Fanlärm
2004–2005	Auslandsstudium an der Ecole Centrale de Lyon,
2000–2004	Studium „Allgemeiner Maschinenbau“ an der TU Darmstadt
1999–2000	Zivildienst beim Deutschen Roten Kreuz, Offenbach
1990–1999	Gymnasium, Allgemeine Hochschulreife